

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH  
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION  
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

# NÁVRH TVAROVACÍHO SYSTÉMU PRO LASEROVÝ SVAZEK

DESIGN OF LASER BEAM SHAPING SYSTEM

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. ONDŘEJ KROPÁČ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. LUCIE DORDOVÁ, Ph.D.

BRNO 2011

## **ABSTRAKT:**

Diplomová práce se zabývá návrhem tvarovacího systému pro laserový svazek. V teoretické části jsou nejprve uvedeny základní poznatky o šíření světla ve formě optických svazků. Jsou zde rovněž shrnuty vlastnosti optických a optoelektronických komponentů, které jsou používány k tvarování laserového svazku. V další části jsou uvedeny základní tvarovací metody, jejich principy a přednosti. V poslední experimentální části je nejprve představen navržený výpočetní algoritmus, který je následně použit k výpočtu kvalitativních parametrů vytvarovaných laserových svazků. Následně jsou předloženy výsledky měření a výpočtů pro některé z uvedených metod.

## **ABSTRAKT:**

Diploma thesis deal with design of laser beam shaping system. The theoretical part presents basic information about the light spread like the optical beams. There are also properties of optical and optoelectronic components that are used for shaping the laser beam. The next section provides basic molding methods, their principles and qualities. In the last, experimental, part is first introduced designed computer algorithm, which is then used to calculate the quality parameters shaped laser beams. Following, there are presented the results of measurements and calculations for some of these methods.

## **Klíčová slova:**

Tvarování laserového svazku, Top Hat svazek, profil intenzity optického záření, tvarovací metody, kvalitativní parametry.

## **Key words:**

Laser beam shaping, Top Hat beam, optical radiation intensity profile, shaping methods, qualitative parameters.

## **Bibliografická citace:**

KROPÁČ, O. *Návrh tvarovacího systému pro laserový svazek*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2011. 156 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Lucie Dordová, Ph.D..

# Prohlášení

Jako autor diplomové práce na téma „Návrh tvarovacího systému pro laserový svazek“ dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne .....

.....  
podpis autora

# Poděkování

Děkuji vedoucí diplomové práce Ing. Lucii Dordové, Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé diplomové práce. Dále bych chtěl poděkovat za podnětné připomínky ke zpracování přijatého laserového svazku Prof. Ing. Otakaru Wilfertovi, CSc..

V Brně dne .....

.....  
podpis autora

## Obsah

Úvod.....	str.1
1. Optický svazek.....	str.2
1.1 Paraxiální vlny.....	str.3
1.2 Gaussovský svazek.....	str.4
1.3 Hermiteovský – Gaussovský svazek .....	str.11
1.4 Laguerreovský – Gaussovský svazek .....	str.15
1.5 Besselovský svazek .....	str.15
2. Tvarování optického svazku.....	str.18
2.1 Top Hat svazek.....	str.18
2.2 Teorie tvarování svazku .....	str.22
2.3 Tvarování Top Hat svazku .....	str.23
2.4 Optický transformační řetězec.....	str.26
3. Optoelektronické komponenty .....	str.28
3.1 Zdroje světelného záření.....	str.28
3.2 Optická přenosová soustava .....	str.34
4. Metody tvarování laserového svazku .....	str.40
4.1 Principy tvarování laserového svazku .....	str.40
4.2 Metoda malého otvoru .....	str.43
4.3 Metoda tvarování laserového svazku s pomocí asférických čoček .....	str.43
4.4 Metoda tvarování laserového svazku s pomocí GRIN čočky .....	str.44
4.5 Metoda tvarování laserového svazku s pomocí LLA čočky .....	str.46
4.6 Metoda tvarování laserového svazku s pomocí Difraktivního difuzeru .....	str.47

<b>4.7 Metoda tvarování laserového svazku s pomocí soustavy zrcadel</b>	str.48
<b>4.8 Metoda tvarování laserového svazku s pomocí refraktivního svazkového tvarovače</b>	str.49
<b>4.9 Metoda tvarování laserového svazku s pomocí Kerrova a Pockelsova jevu</b>	str.50
<b>5. Experimentální ověření tvarovacích metod</b>	str.52
<b>5.1 Kvalitativní parametry</b>	str.52
<b>5.2 Výpočetní algoritmus</b>	str.58
<b>5.3 Experimentální měření</b>	str.67
<b>5.4 Zhodnocení experimentálního měření</b>	str.82
<b>6. Závěr</b>	str.84
<b>7. Seznam použitých symbolů a zkratk</b>	str.86
<b>8. Seznam použité literatury</b>	str.88
<b>9. Přílohy</b>	

# ÚVOD

Tato diplomová práce se zabývá návrhem tvarovacího systému pro laserový svazek. V práci jsou uvedeny základní poznatky o světle a o šíření světla ve formě optických svazků, dále jsou zde uvedeny informace o optických komponentech a metodách, které se využívají k tvarování optických svazků, a v neposlední řadě jsou zde uvedeny výsledky měření na experimentálním pracovišti.

Cílem této diplomové práce je nejprve bližší seznámení s tvary optických svazků a s komponenty, které se využívají pro změnu tvaru optického svazku. Následujícím cílem práce je návrh optického řetězce pro transformaci Gaussova svazku na Top Hat svazek pro různé zdroje laserového záření a sestavení navrženého systému. Posledním cílem této práce je vytvoření Top Hat svazku na experimentálním pracovišti a porovnání parametrů jednotlivých Top Hat svazků, které vzniknou díky různým zdrojům laserového záření a za použití různých metod tvarování.

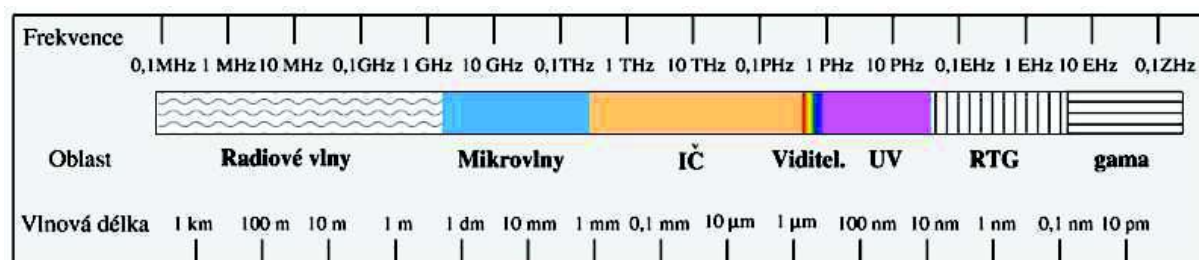
Tato diplomová práce je členěna na několik základních kapitol. Obsah jednotlivých kapitol je následující:

1. Obsahem první kapitoly je úvod do problematiky optických vln a svazků. Podstatnou částí této kapitoly jsou základní fakta a vlastnosti jednotlivých optických svazků.
2. Ve druhé kapitole jsou uvedeny informace o teorii tvarování optických svazků, Top Hat svazku a optickém transformačním řetězci.
3. Třetí kapitola se zabývá různými zdroji optického svazku a optickými komponenty, které jsou použity pro tvarování optického svazku. Je zde uveden jejich základní výčet a vlastnosti jednotlivých komponent.
4. Ve čtvrté kapitole jsou uvedeny metody tvarování laserového svazku a jsou vysvětleny jejich základní principy.
5. Pátá kapitola je věnována popisu naprogramovaného algoritmu pro výpočet kvalitativních parametrů Top Hat svazku, experimentálnímu měření dostupných transformačních metod a vyhodnocení naměřených výsledků.
6. V poslední, závěrečné kapitole, jsou zhodnoceny dosažené cíle diplomové práce.

Větší rozsah diplomové práce je způsoben především množstvím dat naměřených v optické laboratoři a následným zpracováváním.

# 1. Optický svazek

Viditelné světlo je druh elektromagnetického záření, jehož vlnová délka  $\lambda$  se pohybuje v intervalu od 380 nm do 780 nm [3]. Elektromagnetické vlnění v tomto intervalu je viditelné pro zdravé lidské oko. Jak je patrné z obrázku 1.1, viditelné světlo je jenom malá část elektromagnetického vlnění a nachází se mezi pásmy infračerveného a ultrafialového záření. Pro jakékoliv elektromagnetické záření jsou důležité tři základní parametry a nejenak je tomu i u světla. Těmito parametry jsou amplituda, frekvence, a úhel vlnění (fáze).



Obr. 1.1. Spektrum elektromagnetického vlnění

Světlo bylo dlouhou dobu považováno jako proud částic a jeho šíření bylo chápáno analogicky k šíření zvuku. Pokud chceme chápat světlo jako paprsek procházející různými prostředím, pak používáme k vysvětlení vlastností světla pravidla paprskové optiky. Pravidla paprskové optiky lze použít v případě, že vlnová délka paprsku je zanedbatelně malá vůči objektům, které se nacházejí v dráze paprsku.

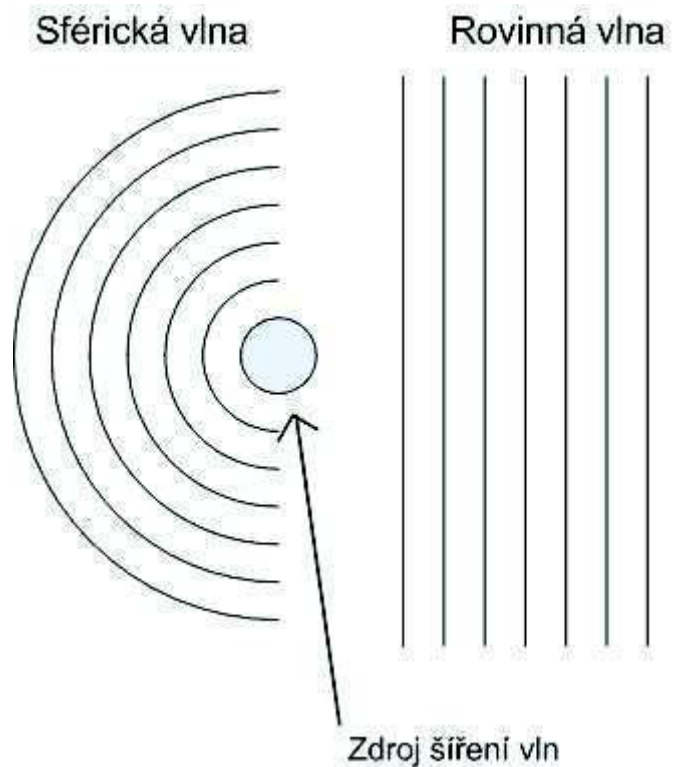
Druhým souborem pravidel, podle kterých lze světlo posuzovat, je vlnová teorie světla. Podle této teorie světlo bereme jako vlnu, která se šíří prostředím. Vlastnosti světla posuzujeme podle této teorie v případě, že vlnová délka elektromagnetické vlny je srovnatelná s objekty, které ovlivňují světelný svazek.

Na začátku 20. století zavedl fyzik Albert Einstein pro objasnění fotoelektrického jevu myšlenku duality částic a vlnění. Tato teorie říká, že hmotu lze popsat buď jako vlnu nebo jako částici. To, jak je hmota popsána, je závislé na uspořádání experimentu a na způsobu pozorování výsledků. S touto dualitou se můžeme setkat nejčastěji u objektů, jejichž hmotnost je velmi malá, nejvíce však je tato teorie spojována s popisem elementárních částic. Pokud budeme tedy světlo považovat za soubor částic, tak jej lze popsat pomocí zákonů kvantové optiky. Podle myšlenky duality částic a vlnění lze říci, že světlo se chová jako vlna, jež nese kvantované množství energie.

Pokud se na světlo budeme dívat jako na vlnění částic, můžeme toto vlnění rozdělit na dva opačné extrémní stavy. Tyto stavy se jmenují sférická a rovinná vlna.



Sférická vlna je vlna, jejíž normály vlnoplochy, nazývané také paprsky, se rozbíhají do všech směrů z jediného bodu (zdroje). Zato u rovinné vlny jsou paprsky rovnoběžné se směrem šíření a jejich úhlová divergence (rozbíhání) je nulová. Energie, která je přenášena rovinnou vlnou vyplňuje celý prostor, v němž se rovinná vlna šíří.



Obr. 1.2. Sférická a rovinná vlna

Mezi těmito mezními stavy jsou mimo jiné také vlny, jejichž normály vlnoploch svírají s rovinou šíření malý úhel. Tyto vlny se nazývají paraxiální vlny.

## 1.1 Paraxiální vlny

Pod pojmem paraxiální vlna rozumíme rovinnou vlnu  $\exp(-jkz)$  (s vlnovým číslem  $k = 2\pi/\lambda$  a vlnovou délkou  $\lambda$ ), která je modulována komplexní obálkou  $A(\mathbf{r})$ . Pro komplexní amplitudu pak platí:

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \cdot \exp(-jkz). \quad (1.1.1)$$

O obálce  $A(\mathbf{r})$  předpokládáme, že je při změně vzdálenosti o  $\lambda$  přibližně konstantní, takže se jedná o lokálně rovinnou vlnu, jejíž normály k vlnoploše tvoří paraxiální paprsky [1].

Abychom splnili pro komplexní amplitudu  $U(\mathbf{r})$  Helholtzovu rovnici, která zní:

$$(\nabla^2 + k^2) \cdot U(\mathbf{r}) = 0, \quad (1.1.2)$$

musí být komplexní obálka  $A(\mathbf{r})$  řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice:

$$\nabla_T^2 \cdot A - j \cdot 2 \cdot k \cdot \frac{\partial A}{\partial z} = 0, \quad (1.1.3)$$

kde  $\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  je příčná část Laplaceova operátoru,  $k$  je vlnové číslo a  $A$  je intenzita vlnění.

Existuje mnoho řešení paraxiální Helmholtzovy rovnice. Pro mou další práci jsem si zvolil jako řešení výše uvedené rovnice následující svazky: Gaussovský svazek, Hermiteovský-Gaussovský svazek, Laguerreovský-gaussovský svazek a Besselovský svazek.

## 1.2 Gaussovský svazek

Jednoduchému řešení paraxiální Helmholtzovy rovnice vyhovuje např. paraboloidní vlna

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{z} \cdot \exp\left(-j \cdot k \cdot \frac{\rho^2}{2 \cdot z}\right), \quad \rho^2 = x^2 + y^2, \quad (1.2.1)$$

kde  $A_1$  je konstantní číslo ovlivňující amplitudu svazku. Z této paraboloidní vlny lze získat pomocí jednoduché aproximace Gaussovský svazek. Uvážíme-li, že komplexní obálka paraboloidní vlny (1.2.1) je řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice (1.1.3), tak dalším jejím řešením je také komplexní obálka posunutá o hodnotu  $\xi$ :

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{q(z)} \cdot \exp\left[-j \cdot k \cdot \frac{q^2}{2 \cdot q(z)}\right], \quad q(z) = z - \xi, \quad (1.2.2)$$

kde  $\xi$  je konstanta posunutí v ose  $z$ . Jedná se o paraboloidní vlnu v bodě  $z = \xi$  namísto v  $z = 0$ . Pokud je  $\xi$  komplexní, (1.2.2) je stále řešením 1.1.3), získává výrazně jiné vlastnosti [1]. Zejména, když je  $\xi$  ryze imaginární (např.  $\xi = -jz_0$ ), kde  $z_0$  je reálné číslo, (1.2.2) definuje komplexní obálku Gaussovského svazku:

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{q(z)} \cdot \exp\left[-j \cdot k \cdot \frac{q^2}{2 \cdot q(z)}\right], \quad q(z) = z + jz_0, \quad (1.2.3)$$

kde parametr  $z_0$  se nazývá Rayleighova vzdálenost.

Pro komplexní amplitudu Gaussovského svazku je nutné, abychom oddělili amplitudu a fázi komplexní obálky  $A(\mathbf{r})$ . Mějme komplexní funkci  $\frac{1}{q}(z) = \frac{1}{(z + jz_0)}$ .

Tuto funkci zapíšeme pomocí její reálné a imaginární části. Tímto zápisem pak získáme dvě nové reálné funkce:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi \cdot W^2(z)}, \quad (1.2.4)$$

kde reálná funkce  $W(z)$  popisuje pološířku Gaussova svazku a funkce  $R(z)$  popisuje poloměr křivosti Gaussova svazku.

Dosazením (1.2.4) do (1.2.3) se současným využitím (1.1.1) můžeme získat výraz, který nám určuje komplexní amplitudu  $U(\mathbf{r})$  Gaussovského svazku:

$$U(\mathbf{r}) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \times \exp\left[-j \cdot k \cdot z - j \cdot k \cdot \frac{\rho^2}{2 \cdot R(z)} + j \cdot \zeta(z)\right]. \quad (1.2.5)$$

### Vlastnosti Gaussovského svazku

Gaussovův svazek je jednoznačně popsán několika parametry. Jsou to následující tři:

- 1) Intenzita záření
- 2) Výkon svazku
- 3) Poloměr svazku

Tyto parametry charakterizují každý optický svazek a jsou tedy důležité pro popis jakéhokoliv změřeného svazku.

### Intenzita záření Gaussovského svazku:

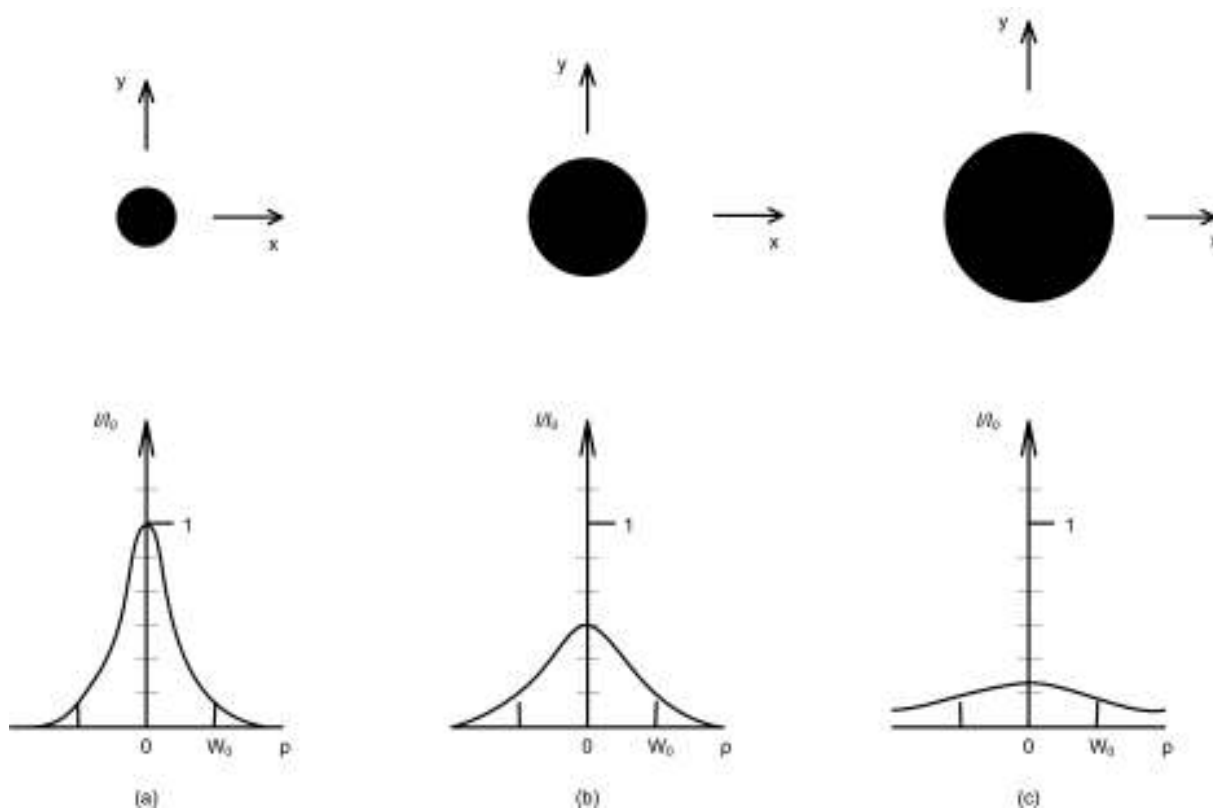
Intenzita optického záření  $I(\mathbf{r}) = |U(\mathbf{r})|^2$  je funkcí axiální vzdálenosti  $z$  a radiální vzdálenosti  $\rho = \sqrt{(x^2 + y^2)}$ ,

$$I(\rho, z) = I_0 \left[ \frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right], \quad (1.2.6)$$

kde  $I_0 = |A_0|^2$ . Z tohoto vztahu vyplývá, že intenzita záření Gaussovského svazku je funkcí radiální vzdálenosti  $\rho$ , a to pro každou hodnotu  $z$  [1].

Zajímá-li nás intenzita záření na ose svazku pak  $\rho=0$  a intenzita záření je rovna výrazu:

$$I(0, z) = I_0 \left[ \frac{W_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2} \quad (1.2.7)$$

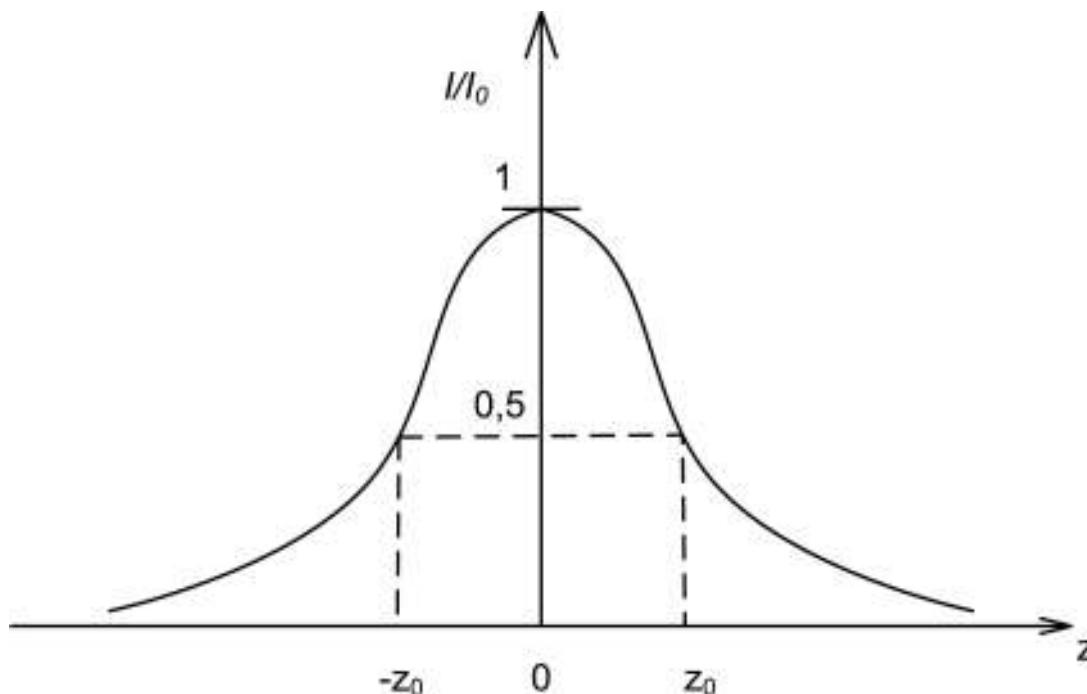


Obr. 1.2.1 Zobrazení normované intenzity  $I/I_0$  jako funkce radiální vzdálenosti  $\rho$  pro různé axiální vzdálenosti  $z$ : (a)  $z = 0$ , (b)  $z = z_0$ ,  $z = 2 z_0$

Na obrázku 1.2.1 je patrné rozložení intenzity záření v závislosti na axiální vzdálenosti  $z$  v ose šíření svazku. Pro  $z = 0$  má intenzita svou maximální hodnotu  $I_0$ . Pro hodnoty  $z = \pm z_0$ , což je Rayleighova vzdálenost, dosahuje intenzita poloviny maximální hodnoty  $I_0$ , a s rostoucí axiální vzdáleností  $z$  intenzita spojitě klesá.

### Výkon Gaussovského svazku:

Celkový výkon přenášený svazkem je dán integrálem ze součinu intenzity záření a plochy příčného průřezu svazku (např. ve vzdálenosti  $z$ ) [1].



Obr 1.2.2 Závislost normované intenzity  $I/I_0$  v ose svazku ( $\rho = 0$ ) na podélné souřadnici  $z$

Z výše uvedené definice a obrázku lze odvodit vztah:

$$P = \int_0^{\infty} I(\rho, z) 2\pi\rho \cdot d\rho, \quad (1.2.8)$$

odkud lze dosazením hodnot z obrázku 1.2.2. získat vztah:

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2). \quad (1.2.9)$$

Výkon svazku je dán poloviční hodnotou součinu maximální intenzity s plochou kruhu o poloměru rovnajícím se středové pološířce svazku [1].

Gaussovske svazky se často používají k přenosu informací a z tohoto důvodu je vhodné je charakterizovat přenášeným výkonem  $P$ . Využitím vztahu (1.2.6) a vztahu (1.2.9) můžeme definovat intenzitu Gaussovského svazku pomocí přenášeného výkonu:

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right]. \quad (1.2.10)$$

Závislost poměru výkonu přenášeného v příčné rovině o poloměru  $\rho_0$  k celkovému výkonu je dána vztahem:

$$\frac{1}{P} \int_0^{\rho_0} I(\rho, z) 2\pi\rho \cdot d\rho = 1 - \exp\left[-\frac{2\rho_0^2}{W^2(z)}\right]. \quad (1.2.11)$$

Uvnitř kružnice poloměru  $\rho_0 = W(z)$  je přenášeno přibližně 86% celkového vysílaného výkonu. Kruhem o poloměru  $1,5W(z)$  se šíří asi 99% výkonu [1].

### Poloměr Gaussovského svazku:

Poloměrem gaussovského svazku rozumíme hodnotu radiální vzdálenosti, kde poklesne hodnota intenzity svazku o  $1/e^2$  své hodnoty. To odpovídá přibližně hodnotě  $0,835W_0$ . V této oblasti se také šíří 86% vysílaného výkonu. Závislost poloměru svazku na  $z$  je dána :

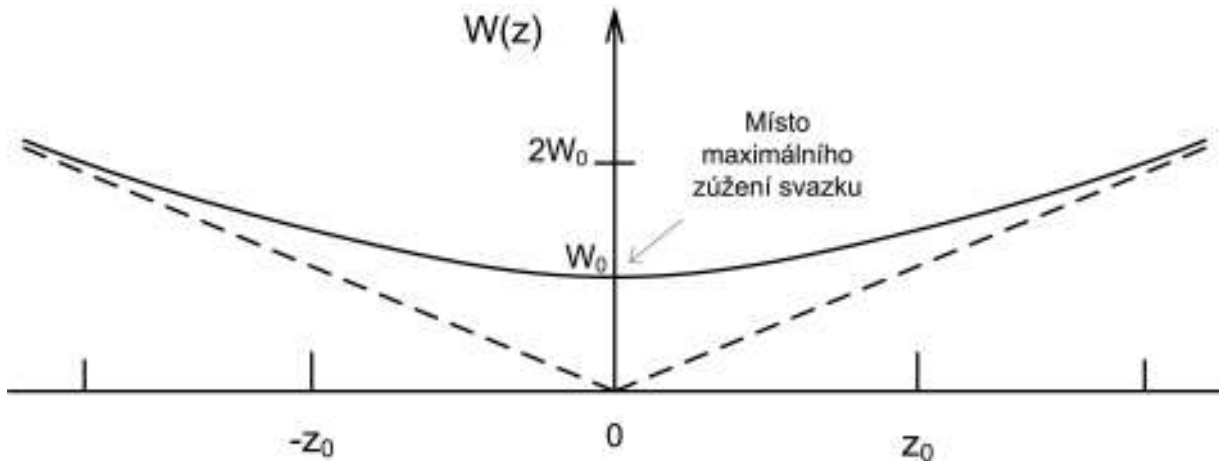
$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}. \quad (1.2.12)$$

Poloměr gaussovského svazku v rovině  $z = 0$  nabývá své minimální hodnoty  $W_0$ . Toto místo se nazývá místem maximálního zúžení, nebo také středem svazku a  $W_0$  je tady jeho poloměr. Průměr  $2W_0$  je označován jako velikost stopy. [1]

Pro mou práci je nejdůležitější Gaussovský svazek. Z tohoto důvodu zde uvádím i podrobnější vlastnosti gaussovského svazku.

### Ohnisková hloubka Gaussovského svazku:

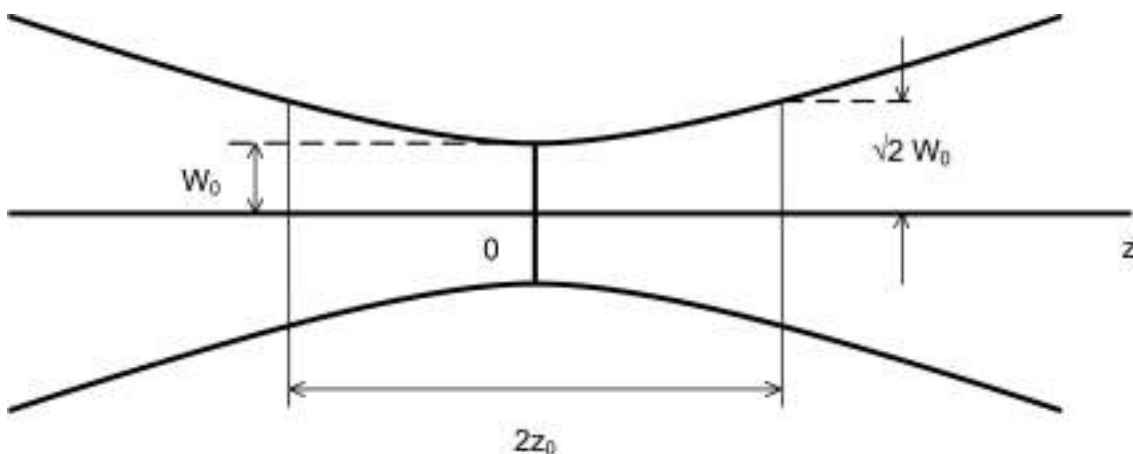
Z poznatků uvedených výše můžeme říci, že nejužší je svazek v  $z = 0$ . V této rovině má svazek své ohnisko. Na obě dvě strany od tohoto ohniska se svazek postupně rozšiřuje:



Obr. 1.2.3 Zobrazení závislosti poloměru svazku na vzdálenosti  $z$  a zobrazení maximálního zúžení svazku

V místě maximálního zúžení svazku má poloměr svazku  $W(z)$  minimální hodnotu  $W_0$ , pro  $z = \pm z_0$  dosahuje hodnoty  $\sqrt{2}W_0$  a pro velká  $|z|$  lineárně roste [1].

Vztahem mezi plochou průřezu svazku v místě maximálního zúžení a vlnovou délkou definujeme ohniskovou vzdálenost. Je-li svazek fokusován do menší stopy, získáme kratší ohniskovou vzdálenost. Kratší ohnisková vzdálenost má však za následek větší požadavky na přesnost nastavení ohniskové roviny. Pokud bychom měli svazek s větší vlnovou délkou, nemůžeme současně dosáhnout malé stopy a velké ohniskové hloubky.



Obr. 1.2.4 Ohnisková hloubka gaussovského svazku

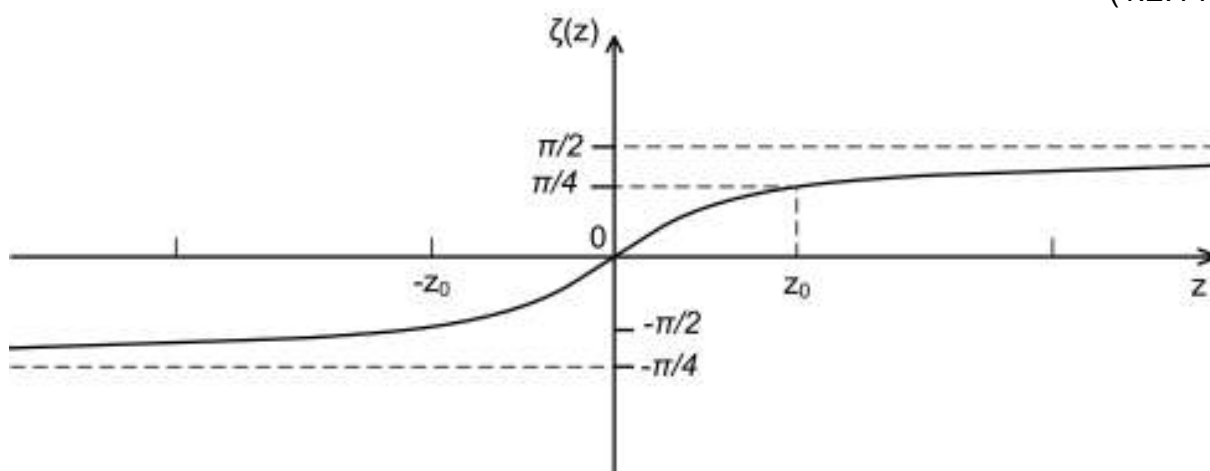
### Fáze Gaussovského svazku:

Fázi gaussovského svazku můžeme získat ze vztahu (1.2.5). Dostaneme tedy výraz:

$$\phi(\rho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)}. \quad (1.2.13)$$

Na ose svazku ( $\rho = 0$ ) obsahuje fáze dva členy:

$$\phi(0, z) = kz - \zeta(z). \quad (1.2.14)$$



Obr. 1.2.5 Fázové zpoždění  $\zeta(z)$  podél osy gaussovského svazku vztažené k rovinné vlně

První člen z rovnice 1.2.14  $kz$  je fází rovinné vlny. Druhý člen je nazýván fázové zpoždění  $\zeta(z)$  který je dán vztahem:

$$\zeta(z) = \arctan \frac{z}{z_0} \quad (1.2.15)$$

Hodnota fázového zpoždění je rostoucí funkcí a mění se v intervalu  $\left\langle -\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right\rangle$  pro  $z = (-\infty, \infty)$ , viz obr. 1.2.5.



### 1.3 Hermiteovský – Gaussovský svazek

Řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice (1.1.3) nemusí být nutně jenom Gaussovský svazek. Existují i jiná řešení, včetně svazků, jež nemají Gaussovské rozložení intenzity záření. Jak bude naznačeno později v této kapitole, je Gaussovský svazek limitním případem Hermiteovských – Gaussovských svazků.

Uvažujme gaussovský svazek, jenž má komplexní obálku:

$$A_G(x, y, z) = \frac{A_1}{q(z)} \cdot \exp\left[-jk \frac{x^2 + y^2}{2 \cdot q(z)}\right], \quad (1.3.1)$$

kde  $q(z) = z + jz_0$ . Poloměr svazku  $W(z)$  je dán vztahem (1.2.12) a pro poloměr křivosti vlnoplochy  $R(z)$  platí vztah:

$$R(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right]. \quad (1.3.2)$$

Dále uvažujme jinou vlnu, jejíž komplexní obálka je modulační verzí gaussovského svazku:

$$A(x, y, z) = X\left[\sqrt{2} \cdot \frac{x}{W(z)}\right] \cdot Y\left[\sqrt{2} \cdot \frac{y}{W(z)}\right] \cdot \exp[j \cdot Z(z)] A_g(x, y, z), \quad (1.3.3)$$

kde  $X(\cdot)$ ,  $Y(\cdot)$  a  $Z(\cdot)$  jsou reálné funkce [1]. Tato vlna má dvě základní vlastnosti, amplitudu a fázi.

#### Amplituda

Amplituda vlny uvedené ve vztahu (1.3.3) je dána výrazem:

$$A = A_0 \cdot X\left[\sqrt{2} \cdot \frac{x}{W(z)}\right] \cdot Y\left[\sqrt{2} \cdot \frac{y}{W(z)}\right] \cdot \left[\frac{W_0}{W(z)}\right] \cdot \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{W^2(z)}\right], \quad (1.3.4)$$

kde  $A_0 = \frac{A_1}{j \cdot z_0}$  je funkcí argumentů  $\frac{x}{W(z)}$  a  $\frac{y}{W(z)}$  a její pološířky ve směru  $x$  a  $y$  se mění stejně se škálovacím faktorem  $W(z)$ . Pro rostoucí  $z$  se nemění příčné rozložení intenzity záření až na faktor  $W(z)$ . Toto rozložení je dáno gaussovskou funkcí modulovanou ve směru  $x$  a  $y$  funkcemi  $X^2(\cdot)$  a  $Y^2(\cdot)$  [1].

## Fáze

Fáze výše zmíněné vlny je rovna fázi gaussovského svazku, až na výjimku  $Z(z)$ , protože ta je nezávislá na  $x$  a  $y$ . Je-li  $Z(z)$  pomalu proměnnou funkcí osové vzdálenosti  $z$ , pak mají obě vlny paraboloidní vlnoplochy se stejným poloměrem  $R(z)$ . Obě vlny jsou tedy fokusovány tenkými čočkami přesně stejným způsobem [1].

Z výše uvedených poznatků vyplývá, že pokud se nám podaří najít taková  $X(\cdot)$ ,  $Y(\cdot)$  a  $Z(\cdot)$ , aby vyhovovala paraxiální Helmholtzově rovnici (1.1.3), může taková vlna existovat. Dosadíme-li do (1.1.3) vlnu popsanou v (1.3.3) získáme vztah:

$$\frac{1}{X} \left( \frac{\partial^2 X}{\partial u^2} - 2u \frac{\partial X}{\partial u} \right) + \frac{1}{Y} \left( \frac{\partial^2 Y}{\partial v^2} - 2v \frac{\partial Y}{\partial v} \right) + kW^2(z) \frac{\partial Z}{\partial z} = 0, \quad (1.3.5)$$

kde  $u$  a  $v$  jsou nově zavedené proměnné  $u = \frac{\sqrt{2}x}{W(z)}$  a  $v = \frac{\sqrt{2}y}{W(z)}$ . U tohoto vztahu je vhodné využít separaci proměnných, pomocí které můžeme přejít od parciální diferenciální rovnice k jednotlivým obyčejným diferenciálním rovnicím pro  $X(\cdot)$ ,  $Y(\cdot)$  a  $Z(\cdot)$ :

$$-\frac{1}{2} \cdot \frac{d^2 X}{du^2} + u \frac{dX}{du} = \mu_1 X, \quad (1.3.6)$$

$$-\frac{1}{2} \cdot \frac{d^2 Y}{dv^2} + v \frac{dY}{dv} = \mu_2 Y, \quad (1.3.7)$$

$$z_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \cdot \frac{dZ}{dz} = \mu_1 + \mu_2. \quad (1.3.8)$$

Tyto tři diferenciální rovnice obsahují vlastní hodnoty  $\mu_l$ , kde  $l=1,2,3,\dots$ , a vlastní funkce, tzv. Hermiteovy polynomy. Tyto polynomy jsou definovány rekurentním vztahem:

$$H_{l+1}(u) = 2uH_l(u) - 2lH_{l-1}(u). \quad (1.3.9)$$

Využitím Hermiteových polynomů a dosazením do (1.3.3) získáme vztah pro komplexní obálku svazku se dvěma indexy ( $l, m$ ).

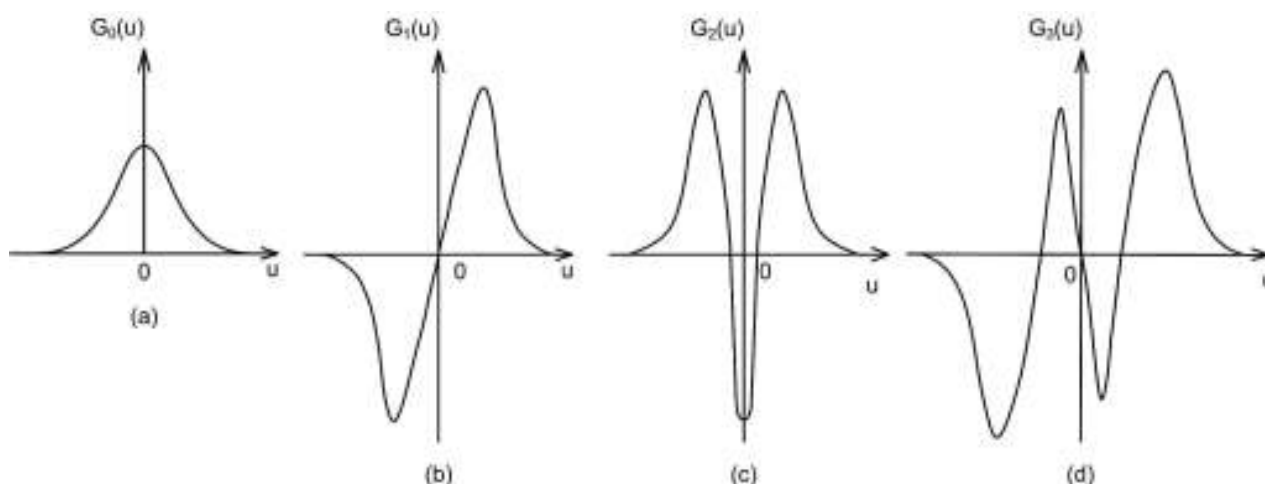
Po uspořádání a vynásobení faktorem  $\exp(-jkz)$  dostaneme komplexní amplitudu Hermiteovského – Gaussovského svazku vlny:

$$U_{l,m}(x,y,z) = A_{l,m} \left[ \frac{W_0}{W(z)} \right] \cdot G_l \left[ \frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \right] \cdot G_m \left[ \frac{\sqrt{2}y}{W(z)} \right] \times \exp \left[ -jkz - jk \cdot \frac{x^2 + y^2}{2 \cdot R(z)} + j(l+m+1) \cdot \zeta(z) \right], \quad (1.3.10)$$

kde

$$G_l(u) = H_l(u) \cdot \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right), \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (1.3.11)$$

je tzv. Hermiteova – Gaussova funkce řádu  $l$  a  $A_{l,m}$  amplituda vlny.



Obr. 1.3.1 Hermiteovy – Gaussovy funkce nejnižších řádů:  
(a)  $G_0(u)$ , (b)  $G_1(u)$ , (c)  $G_2(u)$  a (d)  $G_4(u)$

Hermiteovský – Gaussovský svazek řádu  $(l,m)$  je tedy optická vlna, jež je dána vztahem (1.3.10). Hermiteovský svazek řádu  $(0,0)$  se nazývá Gaussovský svazek a jeho vlastnosti byly popsány již dříve, v kapitole 1.2.

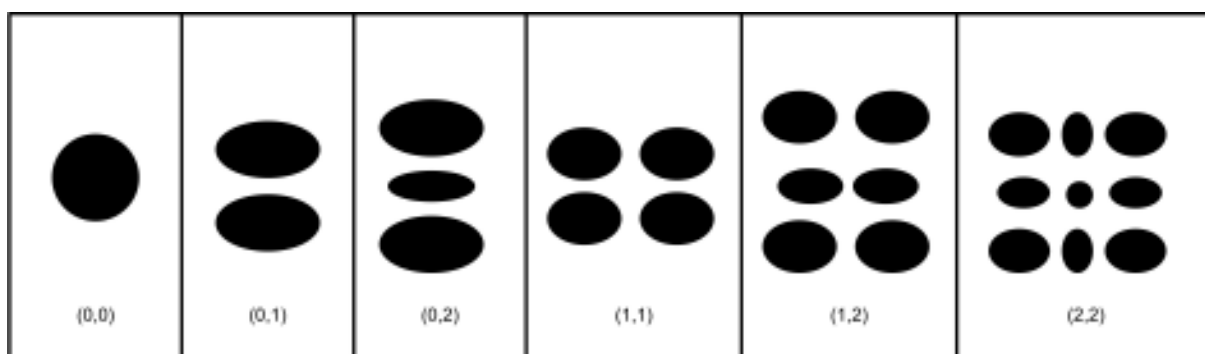
## Rozložení intenzity záření Hermiteovského – Gaussovského svazku

Intenzitu záření Hermiteovského – Gaussovského svazku řádu  $(l, m)$  lze zapsat výrazem:

$$I_{l,m}(x, y, z) = |A_{l,m}|^2 \cdot \left[ \frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \cdot G_l^2 \left[ \frac{\sqrt{2}x}{W(z)} \right] \cdot G_m^2 \left[ \frac{\sqrt{2}y}{W(z)} \right].$$

(1.3.12)

Příčné rozložení intenzity základních Hermiteovských – Gaussovských módů je zobrazeno na obr. (1.3.2). Je patrné, že s rostoucím  $z$  se zvětšuje i jeho příčná šířka. Profil svazku je však zachován. Jediný svazek z Hermiteovských – Gaussovských svazků vykazuje kruhovou symetrii, tím svazkem je Gaussův svazek.

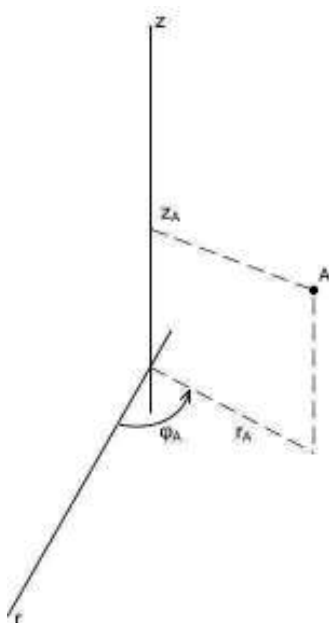


Obr. 1.3.2. Příčné rozložení intenzity Hermiteovských – Gaussovských svazků řádu  $(l, m)$

Hermiteovské – Gaussovské svazky mají mnoho řádů. Vyšší řády těchto svazků jsou již natolik složité, že jejich optická transformace do svazku, který by byl užitečný k přenosu informace, by byla technicky náročná a, vezmeme-li v úvahu jednodušší svazky, i zbytečná. Z příčného rozložení intenzit jednotlivých Hermiteovských – Gaussovských svazků na obr. 1.3.2, vhodných pro tvarování pomocí optiky, se jeví jako nejvhodnější řád svazku  $(0,0)$  což je Gaussův svazek.

## 1.4 Laguerreovský – Gaussovský svazek

Laguerreovské – Gaussovské svazky jsou svazky, které vzniknou po zavedení cylindrických souřadnic  $(\rho, \phi, z)$  místo standardních kartézských souřadnic  $(x, y, z)$ , které byly použity pro řešení paraxiální Helmholtzovy rovnice.



Po přepsání Helmholtzovy rovnice do systému s cylindrickými souřadnicemi vzniká úplně jiný systém řešení, jenž bývá označován jako Laguerreovské – Gaussovské svazky. Obdobně jako v předchozí kapitole je nejnižší řád Laguerreovského – Gaussovského svazku opět Gaussovským svazkem.

Obr 1.4.1 Bod v cylindrickém systému souřadnic

## 1.5 Besselovský svazek

Při hledání kvazisvazkových vln je možné vyšetřit možnost existence vln, jež mají rovinné vlnoplochy, ale které mají nehomogenní rozložení intenzity záření v příčné rovině [1].

Uvažujme optickou vlnu, jež má komplexní amplitudu:

$$U(\mathbf{r}) = A(x, y) \cdot \exp(-j\beta z). \quad (1.5.1)$$

Aby tato vlna splňovala Helmholtzovu rovnici (1.1.2) musí platit pro  $A(x, y)$  následující podmínka:

$$\nabla_T^2 A + k_T^2 A = 0, \quad (1.5.2)$$

přičemž  $k_T^2 + \beta^2 = k^2$  a  $\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  je příčný Laplaceův operátor [1].

Rovnici (1.5.2), která je známa jako dvojnásobná Helmholtzova rovnice, lze řešit pomocí metody separace proměnných [1].

Zavedeme-li polární souřadnice ( $x = \rho \cos \phi, y = \rho \sin \phi$ ) dostaneme po separaci výsledek:

$$A(x, y) = A_m J_m(k_T \cdot \rho) \cdot \exp(jm\phi), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (1.5.3)$$

kde  $J_m(\cdot)$  je Besselova funkce prvního druhu  $m$ -tého řádu a  $A_m$  je amplituda vlny.

Rovnice (1.5.3) má také singulární řešení pro  $\rho = 0$ , tj. cylindrické funkce druhého druhu  $m$ -tého řádu  $Y_m(k_T \rho)$ . Tyto cylindrické funkce se nazývají také Neumannovy funkce. Pro  $m = 0$  je komplexní amplituda vlny dána výrazem:

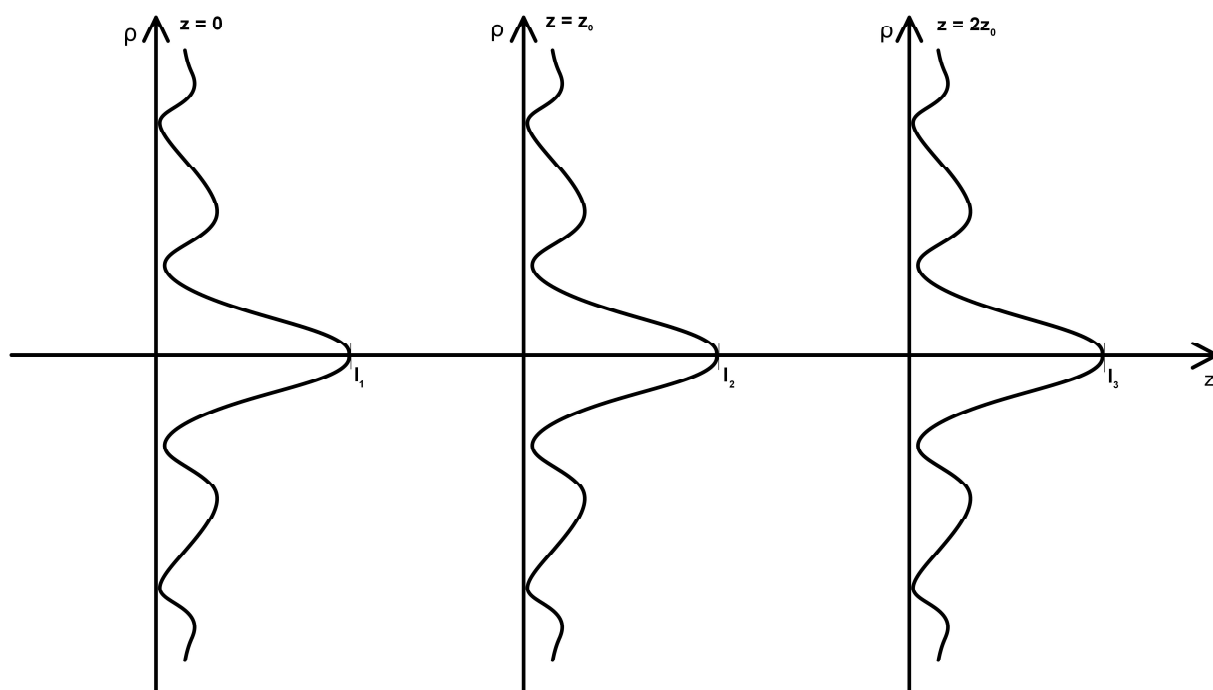
$$U(\mathbf{r}) = A_0 J_0(k_T \rho) \cdot \exp(-j\beta z), \quad (1.5.4)$$

Její vlnoplochy jsou tedy rovinné. Normály k vlnoplochám jsou rovnoběžné s osou  $z$ . Rozložení intenzity záření je dáno vztahem:

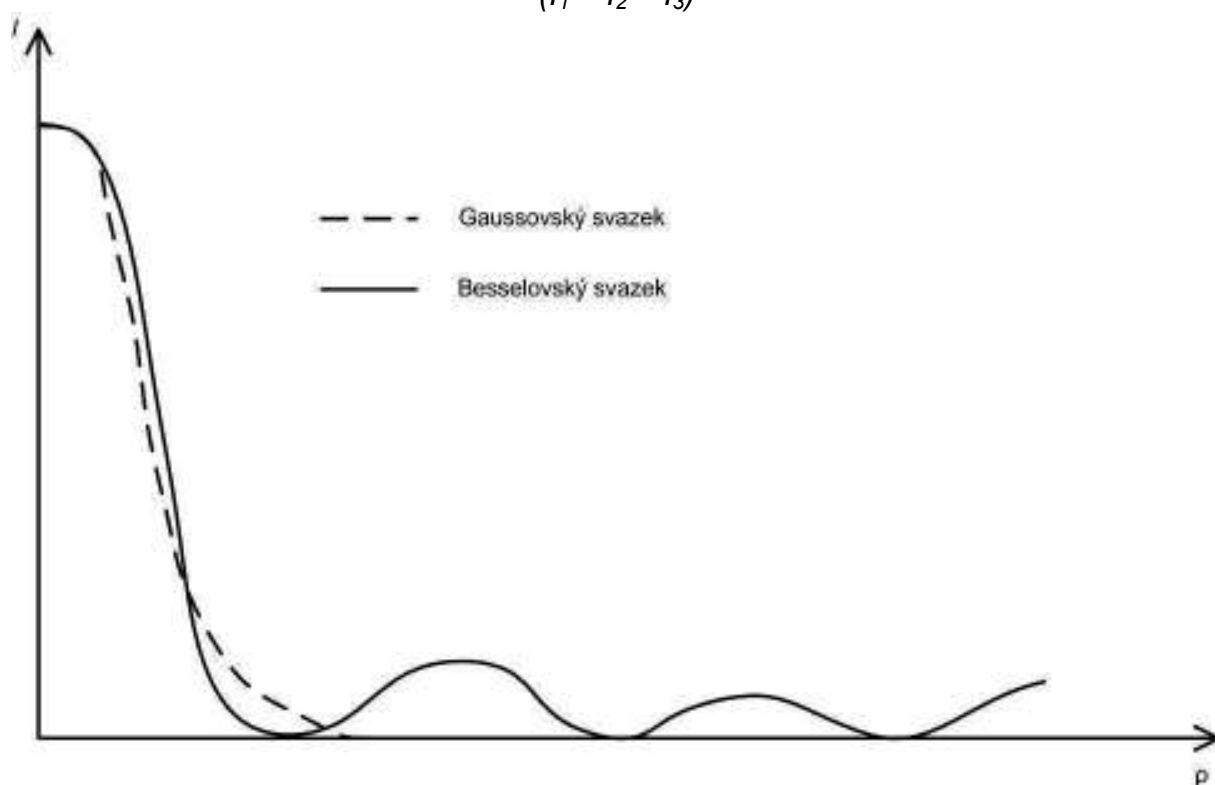
$$I(\rho, \phi, z) = |A_0|^2 J_0^2(k_T \rho). \quad (1.5.5)$$

Rozložení intenzity záření je kruhově symetrické a nezávislé na  $z$ . Nedochází tedy k jinému šíření optického výkonu v jiném směru než ve směru osy  $z$  [1]. Tato vlna se pak nazývá Besselovský svazek.

Porovnáním Besselovského svazku s Gaussovským zjistíme, že oproti Gaussovskému svazku příčné rozložení intenzity záření Besselovského svazku nezávisí na  $z$  a svazek má nulovou divergenci. Na obr. 1.5.1 je zobrazeno toto příčné rozložení intenzity Besselovského svazku. Na obr. 1.5.2 je porovnání příčného profilu intenzity záření Gaussovského svazku a Besselovského svazku. Zatímco intenzita Gaussovského svazku klesá exponenciálně, intenzita záření Besselovského svazku má oscilující charakter s postupně klesající amplitudou. Generování Besselovského svazku není jednoduché a vyžaduje speciální technologické postupy [4].



Obr. 1.5.1 Příčné rozložení intenzity v závislosti na vzdálenosti v ose  $z$  Besselovského svazku. Toto rozložení nezávisí na  $z$ , svazek nediverguje.  $I_i = \text{konst}$  ( $I_1 = I_2 = I_3$ )



Obr. 1.5.2 Srovnání příčného profilu intenzity záření Gaussovského a Besselovského svazku (pološířka obou svazků a maximální intenzita v ose je zvolena stejně)

## 2. Tvarování optického svazku

V předchozí kapitole jsem uvedl několik základních optických svazků, se kterými se můžeme setkat ve výzkumných či průmyslových aplikacích. Ne vždy je ovšem tvar, rozložení intenzity záření či fáze optického svazku vhodná k použití v zamýšleném experimentu či technickém projektu.

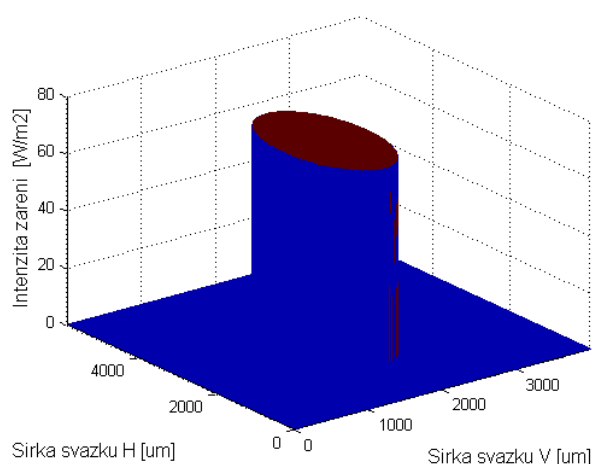
Tvar a fáze optického svazku jsou dány podmínkami, jež jsou specifické na výstupu ze zdroje světelného záření. Jedná se především o princip generování světelného záření, index lomu jednotlivých prostředí a jejich přechodů, mechanické překážky, které se nacházejí v místě vyzařování světelného toku a také nelze opomenout atmosférické podmínky soustavy, v níž je záření provozováno.

Rozložení intenzity záření optického svazku je také dáno především způsobem generování optického svazku. Profil intenzity lze měnit amplitudovou nebo fázovou modulací paprsku. Amplitudová modulace je účinná, ovšem za cenu ztráty nezanedbatelného množství energie. Použití fázové modulace optického svazku je prakticky bezztrátové, což je pro komerční využití mnohem efektivnější [9].

V průmyslových aplikacích je nejčastěji používán tzv. Top Hat svazek jinak také nazývaný čtvercový supergaussovský svazek. Tento svazek má uniformní rozložení intenzity optického záření. Toto rozložení je vhodné pro použití v komunikacích kdy je přesně definován stav vypnuto-zapnuto ( logická jednička, logická nula), nebo jej lze využít v medicíně (laserové operace), popřípadě v průmyslovém obrábění materiálů.

### 2.1 Top Hat svazek

Samotné pojmenování svazku Top Hat nejspíše pochází od podobnosti tvaru Top Hat svazku a pánské pokrývky hlavy z dob 19. století, u nás známé pod názvem cylindr.

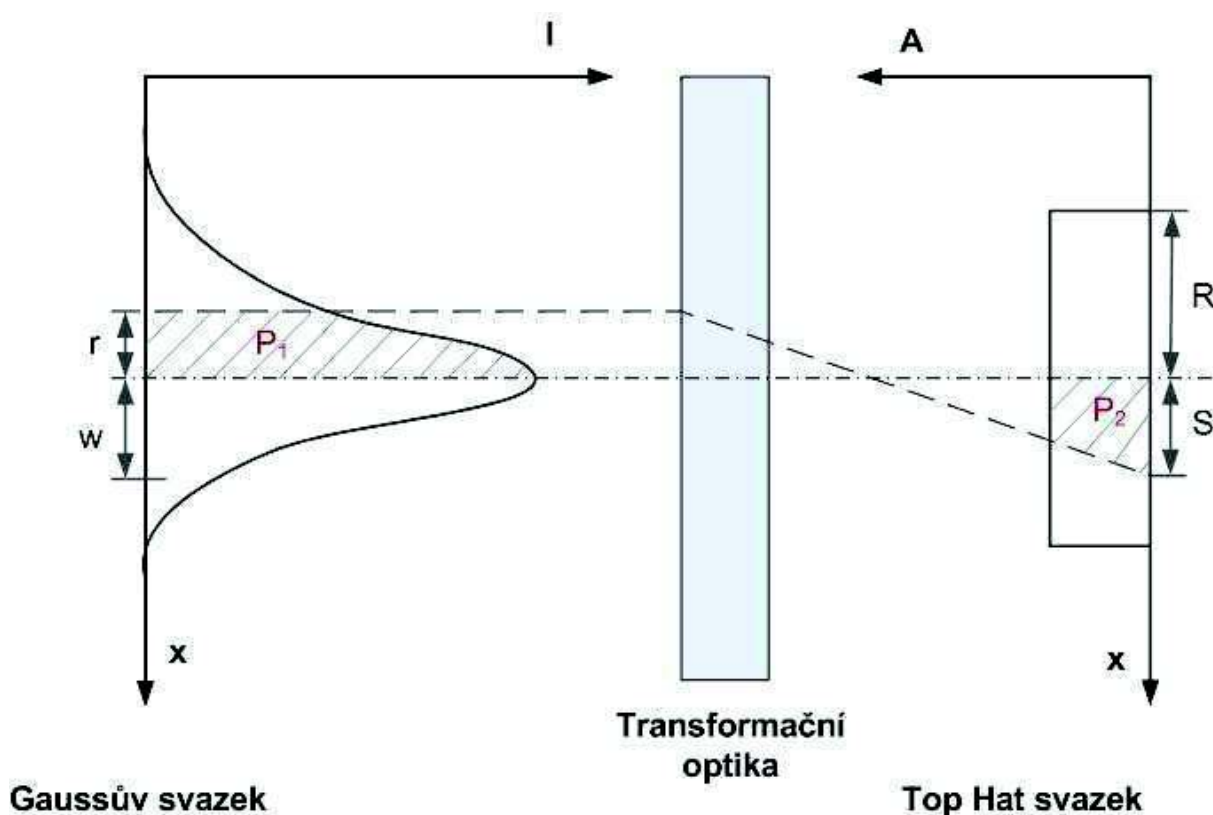


*Obr. 2.1.1 Top Hat svazek s eliptickou základnou*



Top Hat je svazek, který má téměř rovnoměrné rozložení optické intenzity záření uvnitř kruhové nebo elipsovité stopy. Ideální Top Hat svazek má rovnoměrné rozložení intenzity záření v celém svém profilu. Princip vytvoření svazku spočívá v úpravě rozložení optické intenzity záření vstupního svazku na rozložení, které je podobné vyobrazenému na obr 2.1.1.

Jako vstupní svazek jsem použil svazek mající Gaussovské rozložení intenzity optického záření. Parametry Gaussovského svazku jsou uvedeny v kapitole 1.2. Na obrázku 2.1.2 je zobrazen profil intenzity záření pro Gaussovský svazek a pro Top Hat svazek. U Top Hat svazku je optická intenzita záření označována jako  $A [W/m^2]$ . Maximální šířka Top Hat svazku je značena  $R$  [12] a označení  $S$  [12] představuje šířku svazku, která nabývá hodnot z intervalu  $\langle 0; R \rangle$ .



Obr. 2.1.2. Vyobrazení Top Hat svazku vytvořeného z Gaussova svazku

Vztah mezi parametry Gaussova a Top Hat svazku lze odvodit z podmínky rovnosti výkonů obou svazků. Pokud výkony  $P_1$  a  $P_2$  jsou si rovny, pak platí:

$$\int_0^{\infty} I \cdot e^{-2\frac{r^2}{w^2}} \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr = A \cdot \pi \cdot S^2.$$

(2.1.1)

Použitím substituce  $U = -2\frac{r^2}{w^2}$  získáme vztah  $dU = -4\frac{r}{w^2}$ , který následně upravíme do tvaru  $r \cdot dr = \frac{-w^2}{4} \cdot dU$  a použijeme jej v následující rovnici [7]:

$$P_1 = \int -I \cdot e^U 2 \cdot \pi \frac{w^2}{4} dU = -\frac{I \cdot w^2 \cdot \pi}{2} [e^U] = -\frac{I \cdot w^2 \cdot \pi}{2} \left[ e^{\frac{-2r^2}{w^2}} \right]_0^x = -\frac{I \cdot w^2 \cdot \pi}{2} \left[ 1 - e^{\frac{-2r^2}{w^2}} \right]. \quad (2.1.2)$$

Dosadíme vztah 2.1.2 do rovnice 2.1.1 a získáme vztah mezi výkony  $P_1$  Gaussovského svazku a  $P_2$  Top Hat svazku:

$$\frac{I \cdot w^2 \cdot \pi}{2} \left[ 1 - e^{\frac{-2r^2}{w^2}} \right] = A \cdot \pi \cdot S^2. \quad (2.1.3)$$

Šířku Top Hat svazku určíme jako:

$$S = \sqrt{\frac{I \cdot w^2}{2 \cdot A} \cdot \left[ 1 - e^{\frac{-2r^2}{w^2}} \right]}. \quad (2.1.4)$$

Vztah 2.1.4 definuje závislost mezi šířkou svazku Top Hat svazku a Gaussova svazku. Všechny parametry Top Hat svazku lze ovlivňovat pomocí transformační optiky.

Vezmeme-li v úvahu výkon v celém Gaussovském svazku, pak získáme obecný vztah:

$$P_{CELK} = \frac{I \cdot w^2 \cdot \pi}{2} \left[ 1 - e^{\frac{-2r^2}{w^2}} \right]_0^\infty = \frac{I \cdot w^2 \cdot \pi}{2}. \quad (2.1.5)$$

Vztah pro maximální šířku svazku můžeme získat porovnáním celkového výkonu Gaussova svazku (2.1.5) s celkovým výkonem Top Hat svazku:

$$\frac{I \cdot w^2 \cdot \pi}{2} = A \cdot \pi \cdot R^2 \quad (2.1.6)$$

$$R = \sqrt{\frac{I \cdot w^2}{2 \cdot A}}. \quad (2.1.7)$$

Dosazením vztahu 2.1.7 do rovnice 2.1.4 můžeme šířku Top Hat svazku stanovit na základě znalosti maximální šířky top Hat svazku a velikosti Gaussova svazku [7]:

$$S = R \sqrt{1 - e^{\frac{-2r^2}{w^2}}}.$$

(2.1.8)

## 2.2 Teorie tvarování svazku

Problém tvarování optického svazku lze vyjádřit z hlediska Fresnelova integrálu jako [10] :

$$U(x_0, y_0) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \iint U(x_1, y_1) \exp \Psi(x_1, y_1) \exp \left\{ \frac{jk}{2z} [(x_0 - x_1)^2 - (y_0 - y_1)^2] \right\} dx_1 dy_1, \quad (2.2.1)$$

kde  $U(x_1, y_1)$  je komplexní vyjádření vstupního svazku,  
 $\Psi(x_1, y_1)$  je fázová funkce vyjadřující bezztrátový tvarovací prvek,  
 $U(x_0, y_0)$  je komplexní vyjádření vytvarovaného svazku ve vzdálenosti  $z$ .

Rozšířením posledního exponentu v rovnici 2.2.1 včetně zbývajících kvadratických fázových funkcí vyjadřujících bezztrátový tvarovací prvek,  $\Psi$ , lze vyjádřit problém tvarování laserového svazku jako Furierovu transformaci (Fraunhoferův integrál) [10]:

$$U(x_0, y_0) = \frac{\exp(jkz)}{j\lambda z} \exp[x_0^2 + y_0^2] \iint U(x_1, y_1) \exp \Psi(x_1, y_1) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda z} (x_0 x_1 + y_0 y_1) \right] dx_1 dy_1, \quad (2.2.2)$$

kde  $\Psi$  je rovnice jiná, než ve vztahu 2.2.1. Vezmeme-li v potaz tyto dvě rovnice, pak problém tvarování svazku je dán nalezením fázové funkce  $\Psi$ , kdy  $U(x_1, y_1)$  a  $U(x_0, y_0)$  jsou již specifikovány. To je důležité pro specifikování rozsahu funkce a rozsahu Furierovy transformace.

Princip neurčitosti používaný v kvantové mechanice, nebo ekvivalentní časově-šířková nerovnost vztahovaná k signálovým procesům, mohou být použity na řešení problému tvarování svazku [10].

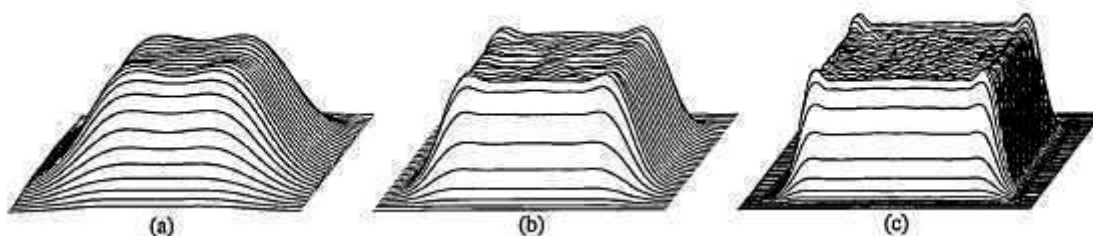
$$\Delta_x \Delta_y \geq \frac{1}{4\pi}. \quad (2.2.3)$$

Aplikací principu neurčitosti do rovnic popisujících problém tvarování laserového svazku 2.2.1, 2.2.2 získáme parametr  $\beta$  ve formě:

$$\beta = C \frac{r_0 y_0}{zf}, \quad (2.2.4)$$

kde  $r_0$  je pološířka vstupního svazku,  $y_0$  je pološířka výstupního svazku a  $C$  je konstanta, která závisí na přesné definici šířky svazku [10].

Parametr  $\beta$  se používá pro kvalitativní ohodnocení vytvarovaného svazku.

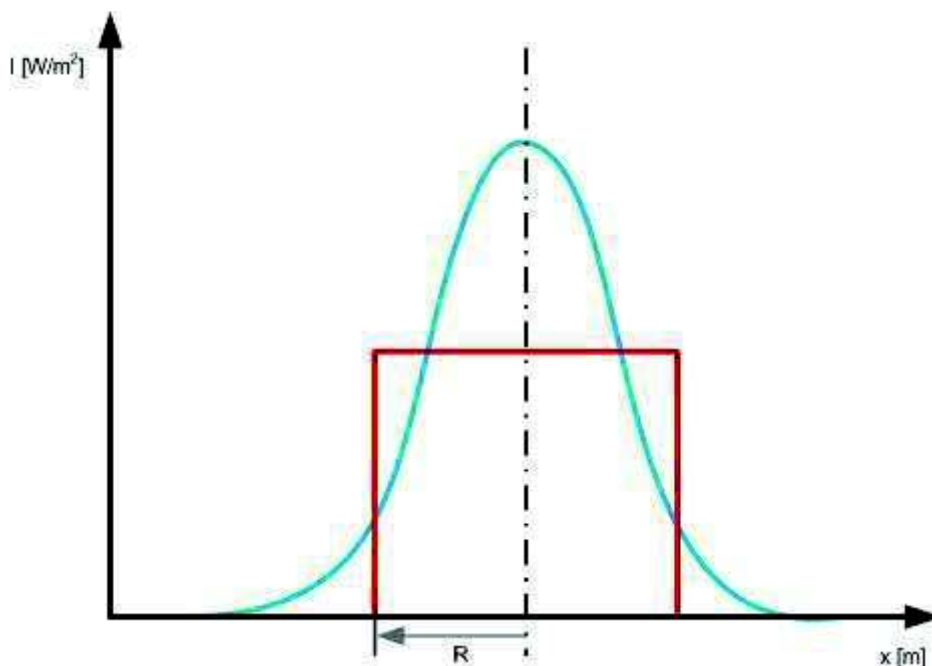


Obr. 2.2.1 Simulované výstupní Top Hat svazky pro různá  $\beta$   
(a)  $\beta=4$  ; (b)  $\beta=8$  ; (c)  $\beta=16$

Z tohoto obrázku je patrné, že nejlépe tvarovaný svazek byl dosažen při parametru  $\beta = 16$  [2].

## 2.3 Tvarování Top Hat svazku

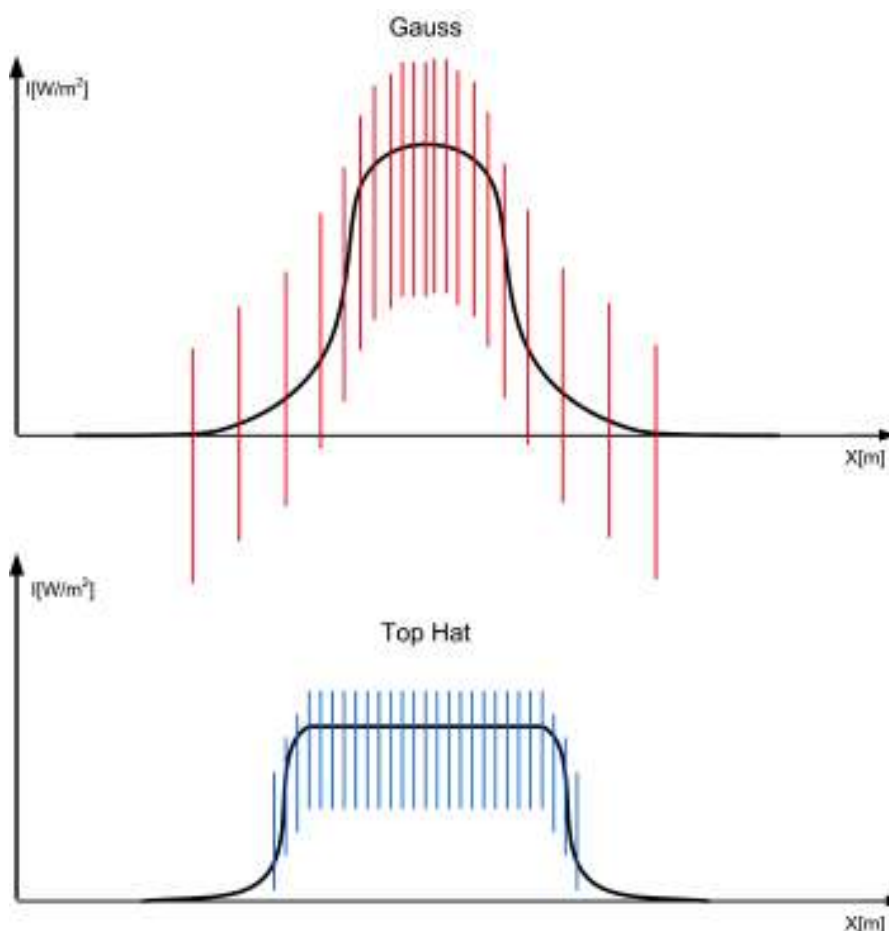
Základní parametry Top Hat svazku jsou uvedeny v kapitole 2.1. Tato kapitola se zabývá principem tvarování Gaussova svazku na Top Hat svazek. Na obrázku 2.3.1 je vidět rozdíl mezi profily optických intenzit Gaussova svazku a Top Hat svazku.



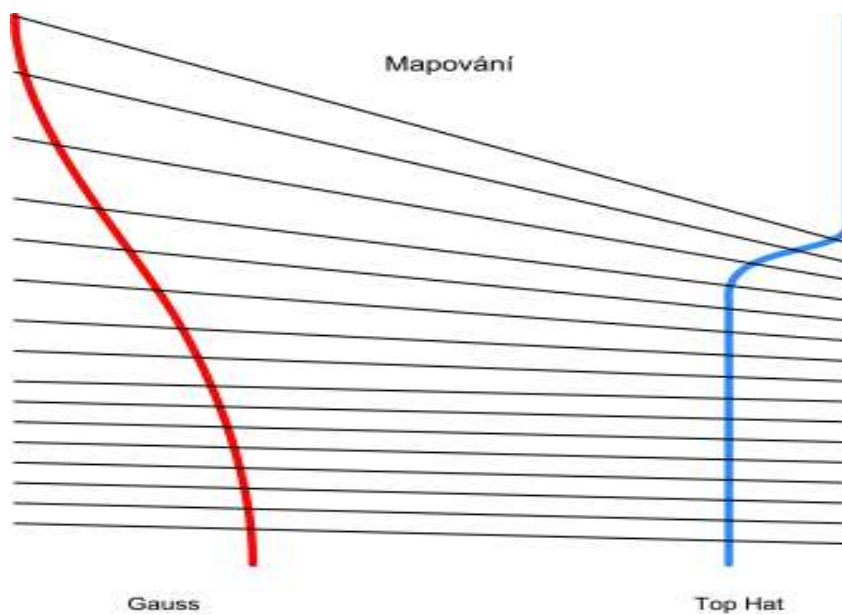
Obr. 2.3.1 Profil optických intenzit Gaussova a Top Hat svazku

Z obrázku 2.3.1 je patrné, že pro vytvoření Top Hat svazku je nutno redistribuovat energii z Gaussova rozdělení na obdélníkové (Top Hat). Jeden z principů redistribuce spočívá v tzv. paprskovém mapování, kdy je svazek rozdělen na jednotlivé malé oblasti se stejnou hladinou energie. Každá tato oblast odpovídá oblasti ve výstupním profilu svazku. Příklad rozdělení oblastí vyobrazen na obr. 2.3.2.

Jednotlivé oblasti se stejnou hladinou energie jsou za pomoci transformační optiky, která leží mezi zdrojem optického svazku a dopadovou plochou, transformovány na oblasti s hladinou energie odpovídající požadovanému výstupnímu profilu intenzity záření. Graficky je princip mapování znázorněn na obr. 2.3.3.



*Obr. 2.3.2. Příklad rozdělení jednotlivých oblastí energie u Gaussovského svazku a Top Hat svazku*



*Obr. 2.3.3 Princip mapování jednotlivých oblastí s konstantní energií*

Pro převedení Gaussovského svazku na Top Hat svazek musí svazek projít optickým prostředím, které se skládá z různých optických komponentů, které jsou schopny redistribuovat rozložení energie tak, abychom získali potřebný profil svazku.

## 2.4 Optický transformační řetězec

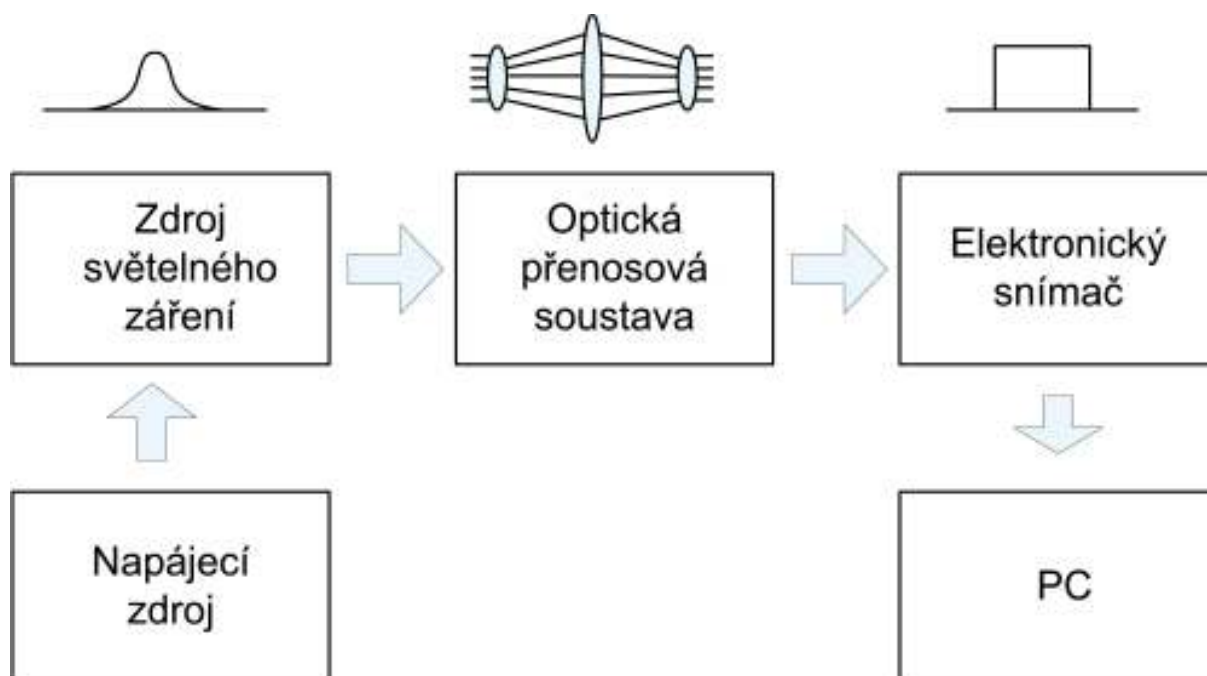
Zdrojů světelného záření je nespočet. V elektrotechnické a optoelektronické praxi jsou nejčastěji využívány takové zdroje světelného záření, které jsou snadno ovladatelné, jejich záření je pokud možno koherentní a mají dostatečný výkon pro uskutečnění požadované aplikace.

Mezi nejčastěji používané zdroje světelného záření v průmyslovém odvětví patří lasery, laserové diody a LED diody. Druh použitého světelného záření závisí na požadované aplikaci.

Lasery a laserové diody vyzařují úzký světelný svazek, jenž má koherentní vlastnosti a se vzdáleností diverguje minimálně. Rozptyl laserů je v řádu jednotek stupňů. U laserových diod se rozptyl pohybuje kolem 10-30 stupňů v závislosti na vzdálenosti a typu použité diody [14]. U tohoto parametru ovšem velmi záleží na kvalitě výroby samotného vyzařovacího bloku a optickému přizpůsobení na výstupu.

LED dioda má už z principu vyzařování a následného absence směřování světelného toku velmi široký úhel rozptylu, který se může pohybovat až kolem 80 stupňů. U tohoto zdroje záření jsou tedy nutné malé úpravy před samotným převedením generovaného světelného svazku na Top Hat svazek.

Pro všechny tři zdroje světelného záření je však stejný princip redistribuce energie na jiný profil intenzity záření. Na vstupu je zdroj záření, poté následuje soustava optických přizpůsobovacích prvků a na výstupu pro kontrolu profilu intenzity záření je snímací zařízení připojené k vyhodnocovacímu počítači.



Obr. 2.4.1 Blokové schéma pro tvarování optického svazku



Vzhledem k výše popsaným tezím, požadavkům na diplomovou práci a možnostmi experimentální laboratoře musí mít tvarovací systém vhodný k úpravě profilu intenzity svazku několik základních vlastností.

Pro experimentální provoz v laboratorních podmínkách musí být jednoduše sestavitelný a musí být zvolen takový systém upevnění prvků, aby bylo možné jednotlivé komponenty vyměnit či upravit. Výsledky experimentů s tvarováním svazku musí být rovněž snadno reprodukovatelné. Nezanedbatelný vliv na výběr prvků pro tvarovací systém má také dostupnost a cena samostatných komponentů.

### 3. Optoelektronické komponenty

V této části mé diplomové práce uvádím základní teoretické informace o zdrojích světelného záření, tvarovacích komponentech optické přenosové soustavy a snímacích prvků potřebných k zpracování naměřených výsledků. Jak už bylo uvedeno výše, nejdůležitějšími parametry pro výběr všech částí tvarovacího systému jsou dostupnost a cena.

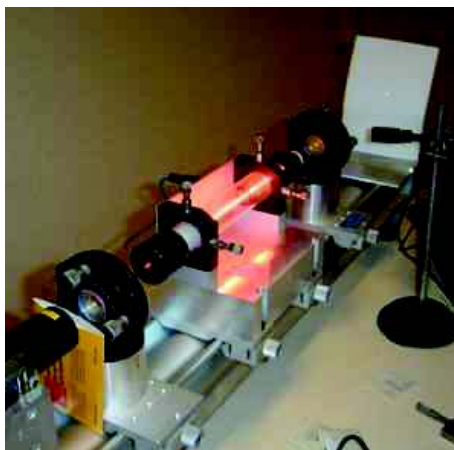
V předchozí kapitole jsem uvedl tři základní světelné zdroje, které se používají ke generování optického svazku. Jedná se o laser, laserovou diodu a LED diodu.

#### 3.1 Zdroje světelného záření

Světelné záření je druh elektromagnetického záření, které je viditelné pouhým okem. Vlnová délka světelného záření se pohybuje od 380 nm do 780 nm. Pro správnou funkci tvarovacího systému je základním předpokladem, aby byl vstupující optický svazek koherentní, monochromatický a na vstupu do tvarovacího systému co nejméně divergoval. Takový optický svazek je označován jako laserový. Základním zdrojem laserového záření je zařízení nazývané laser.

##### Laser

Laser (z angl. **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) je zdroj úzkého svazku monochromatického světla pracující na principu stimulované emise a zesílení této emise. Je to kvantový generátor koherentního záření [3].



Obr. 3.1.1 Helium - neonový laser

Pro funkci laseru má největší význam proces stimulované emise. Tento proces nastává při interakci excitovaného kvantového systému, např. atomu či iontu, s elektromagnetickým zářením – fotonem, jehož frekvence v odpovídá energetickému rozdílu  $E_2 - E_1$  mezi excitovaným a některým níže položeným stavem kvantového systému. Přitom dochází k přechodu kvantového systému do tohoto energeticky chudšího stavu a současně je excitační energie uvolněna emitováním fotonu s energií:

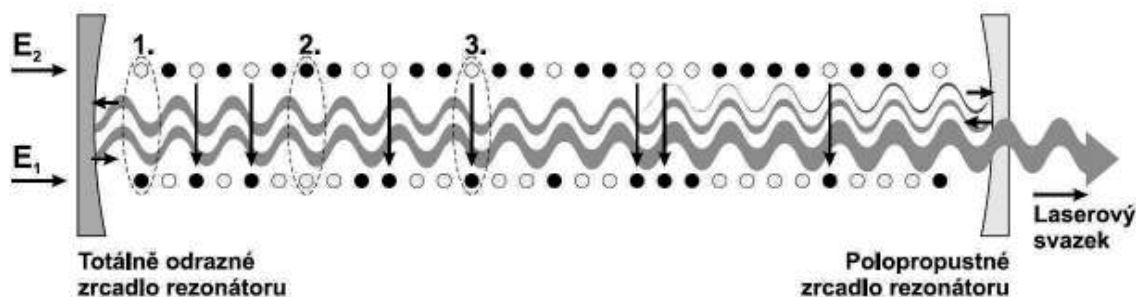
$$h \cdot \nu = E_2 - E_1,$$

(3.1.1)

kde  $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$  J.s je Planckova konstanta [16].

Základem každého laseru je zdroj budící energie, který zajišťuje, že v aktivním prostředí bude dostatek kvantových soustav v excitovaném stavu. Poté, co některá kvantová soustava aktivního prostředí přejde náhodně spontánní emisí na nižší hladinu, bude uvolněné kvantum stimulovat i další kvantové soustavy k přechodu na spodní energetickou hladinu a emisi fotonů. Část fotonů se může kvantovými soustavami opět absorbovat. Pokud však bude v aktivním prostředí více kvantových soustav v excitovaném stavu, bude se optické záření řetězovou reakcí zesilovat. V této chvíli se již spontánní emise stane zanedbatelnou vzhledem k emisi stimulované a generované záření nabývá jednotné povahy [8].

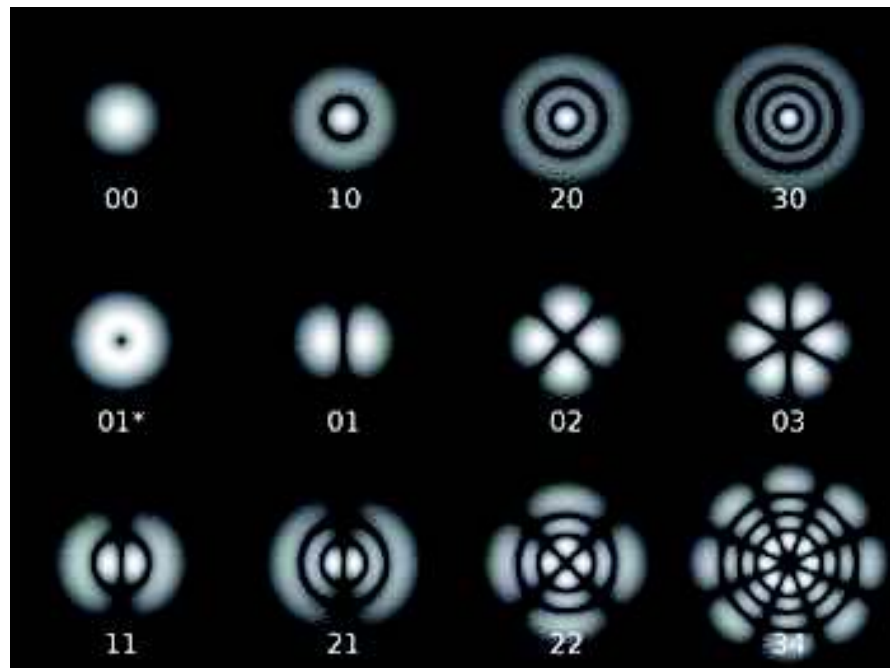
Pro zajištění směrovosti laserového záření je aktivní prostředí formováno do tvaru dlouhého válce a umístěno do optického rezonátoru (obr. 3.1.2). Optický rezonátor zajišťuje kladnou selektivní zpětnou vazbu systému, která umožňuje vznik generátoru elektromagnetických kmitů. Překročí-li zesílení světla v aktivním prostředí ztráty při jednom průchodu mezi zrcadly, začne laser emitovat záření na vlnové délce charakteristické pro příslušné aktivní laserové prostředí [8]. Vyzáření laserového paprsku do externího prostředí zajišťuje polopropustné zrcadlo na jednom z konců optického rezonátoru. Na obrázku 3.1.1 jsou vyznačeny kvantové soustavy v základním stavu (1.), v excitovaném stavu (2.) a stimulovaná emise (3.). Rovněž jsou zde naznačeny energetické hladiny kvantových soustav  $E_1$  a  $E_2$ .



Obr. 3.1.2 Aktivní prostředí laseru umístěné v optickém rezonátoru [16]

Jedním z důležitých parametrů laserového záření je módová struktura záření TEM (Transverse Electromagnetic Mode). V příčném průřezu výstupní laserový paprsek vytváří jednoduchou stopu (TEM 00) nebo složitější obrazce, které jsou buď pravoúhle nebo kruhově symetrické. Index módu charakterizuje symetrii elektromagnetického pole v rovině kolmé na směr šíření paprsku. Uvnitř rezonátoru získává elektromagnetické pole jistou konfiguraci (mód), který závisí na okrajových podmínkách rezonátoru. Nejvyšší hustoty energie při dané výstupní energii

elektromagnetického záření lze dosáhnout pomocí laserů, které pracují v základním módu[8].



*Obr. 3.1.3 Módy TEM*

Laser pracující v základním módu TEM 00 má profil intenzity optického záření ve tvaru Gaussovského rozložení v obou rovinách kolmých na směr šíření – generuje tedy Gaussovův svazek.

Z hlediska požadovaného výstupního svazku, tedy jak koherence a monochromatickosti záření, tak divergence paprsku je laser ideální prostředek pro generování vstupního svazku.

### **Laserová dioda**

Laserovou diodu je polovodičová dioda, která generuje světlo odpovídající svými vlastnostmi laserovému paprsku. Přeměna elektrické energie ve světelnou se odehrává na PN přechodu polovodičové diody.

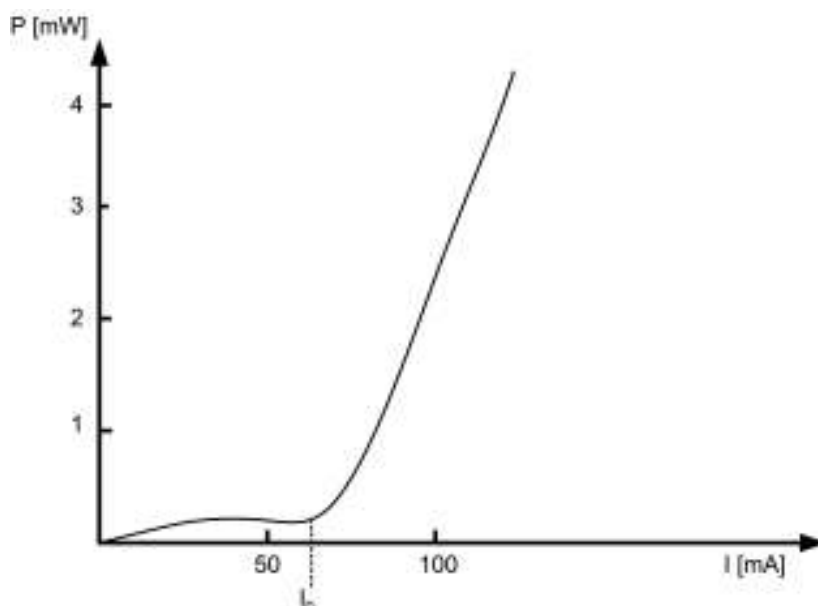


*Obr. 3.1.4 Laserová dioda*

Funkce laserové diody je stejně jako funkce ostatních laserů založena na principu stimulované emise. Aktivním prostředím u laserových diod je PN přechod, kde se nachází volné elektrony a díry. Doba životnosti elektronů a děr je u polovodičových materiálů velmi malá (řádově nanosekundy). Po uplynutí této doby dochází k rekombinaci děr a volných elektronů a zároveň k emisi fotonu v náhodném směru s náhodnou fází i polarizací.

Stimulovaná emise nastává ve chvíli, kdy do aktivního prostředí dodáme foton s energií rovnou rozdílu příslušných energetických hladin a to ještě před tím, než dojde k vlastní rekombinaci a spontánní emisi. Pokud je splněna tato podmínka, foton přicházející do aktivního prostředí a stimuluje přechod volného elektronu do nižší energetické hladiny a emisi dalšího fotonu, tentokrát však se stejnou fází, polarizací i směrem jakou měl stimulující foton [5].

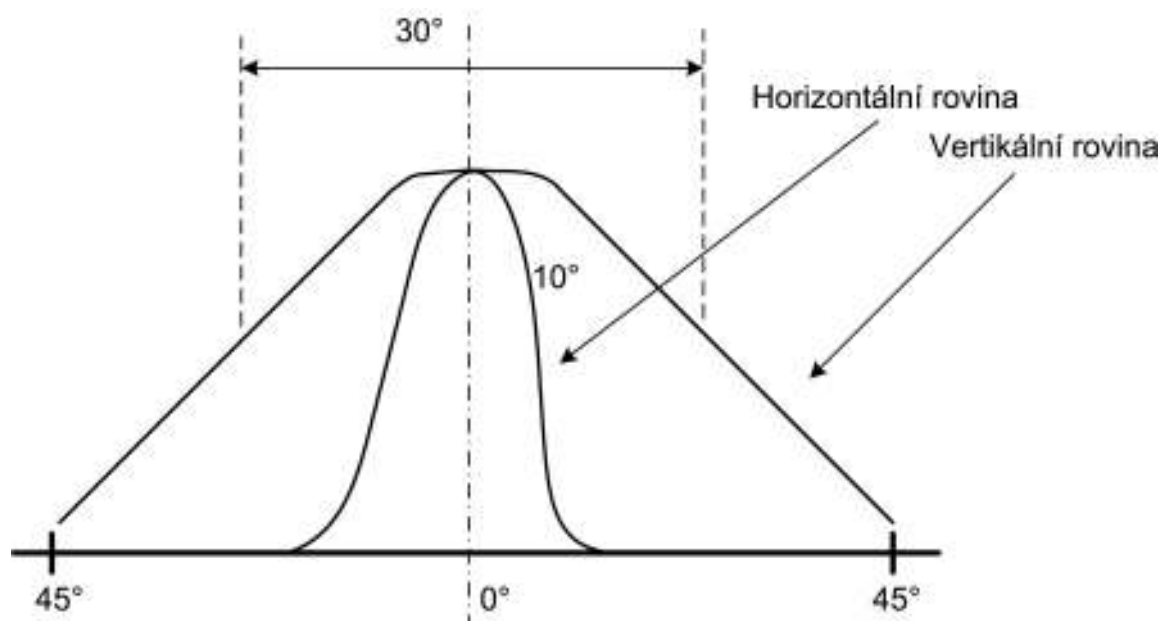
Jako u ostatních laserů je i u laserové diody kromě aktivního prostředí zapotřebí i optického rezonátoru, kde dochází k zesílení emitovaného světla díky stimulované emisi. Pro laserové diody plní roli odrazných zrcadel odštěpnuté krystaly v jejich krystalografických rovinách. Odrazem světelného záření od těchto zrcadel prochází záření několikrát aktivním prostředím tam a zpět. Tento opakovaný průchod zajišťuje zesílení emitovaného světelného záření. I zde vlivem destruktivní a nedestruktivní interference vln získává světelné záření charakter stojatého vlnění a ustaluje se v módech [5]. Tyto módy jsou stejné jako u laserového záření generovaného lasery (viz obr.3.1.3) .



Obr. 3.1.5 Prahový proud  $I_p=65$  mA

Pro laserovou diodu je důležitým parametrem prahový proud  $I_p$ . Pod hodnotou prahového proudu je nevýhodné laserovou diodu provozovat. Citlivost diody je pro pod hodnotou prahového proudu nízká (udávaná v mW/mA). Nejdůležitější však je, že je to oblast nekoherentního optického záření [14]. Prahový proud většiny laserových diod se pohybuje v rozmezí 40-250 mA. Prahové napětí se pohybuje okolo 1,8V. Výstupní výkon laserových diod bývá v rozmezí 1-10mW.

U polovodičových laserů se setkáváme se značnou divergencí výstupního optického svazku. Výstupní optický svazek má zpravidla eliptickou stopu. Divergence se u laserových diod uvádí v úhlových stupních v obou rovinách elipsy např.  $(30 \times 10)^\circ$  [14].



*Obr. 3.1.6 Divergence výstupního laserového svazku generovaného laserovou diodou*

Pro potlačení rozbíhavosti se používají čočky, které tuto divergenci eliminují. Tyto uzpůsobovací čočky mohou být již součástí celého pouzdra (viz obr. 3.1.7).



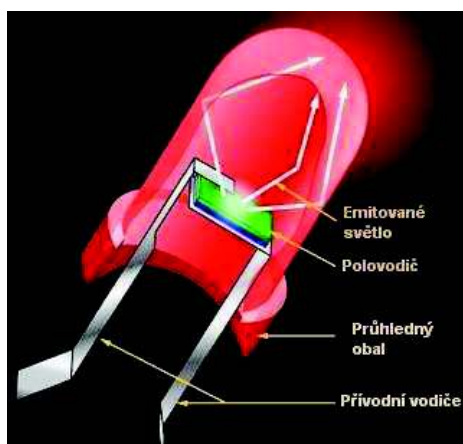
*Obr. 3.1.7 Laserová dioda s uzpůsobovací čočkou*

Nevýhodou laserových diod je značná závislost prahového proudu  $I_p$  na teplotě. Prahový proud roste s teplotou přibližně o 15% na  $^{\circ}\text{C}$  [14]. Z tohoto důvodu je zdroj optického záření s větším výkonem nutno umísťovat na chladiče a stabilizovat jejich teplotu.

Ve srovnání s laserem je laserová dioda levnější variantou zdroje laserového záření. Kvalitní laserové diody generují stabilní, koherentní optický svazek. Na rozdíl od laserů mají eliptickou stopu optického svazku, což může být problém pro transformační optiku, při transformaci na Top Hat svazek.

## LED dioda

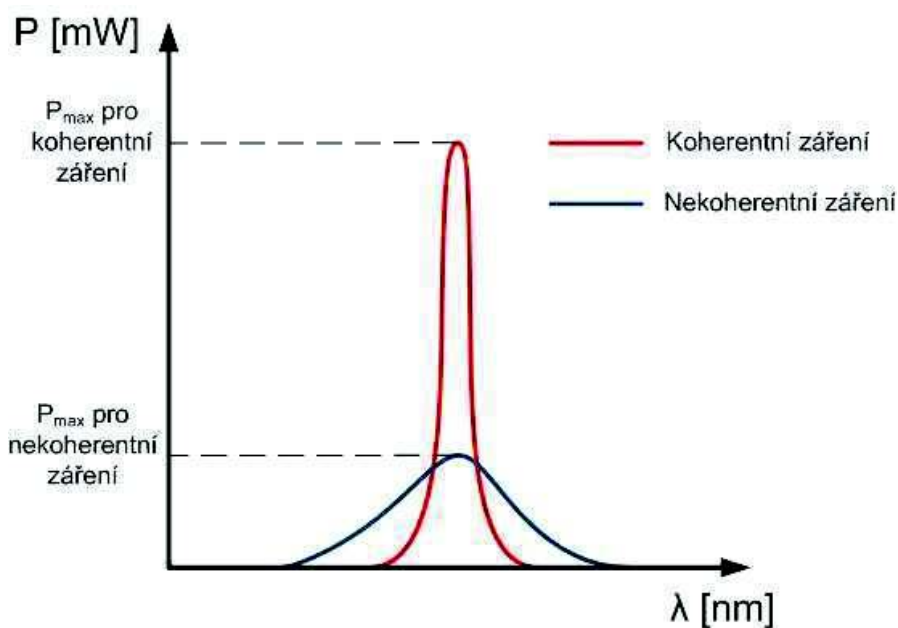
Posledním zdrojem světelného záření, který lze vzít v úvahu pro generování optického svazku a jeho následnou úpravu, je LED dioda. LED (z angl. **L**ight **E**mitting **D**iode) je polovodičová součástka s jedním PN přechodem. Průchodem elektrického proudu přes PN přechod v LED diodě dochází k elektroluminiscenci. PN přechod je tvořen luminoforem, přes který prochází elektrický náboj. Tímto průchodem jsou excitovány elektrony, které uvolňují svou energii ve formě fotonů. U LED nejsou žádná aktivní prostředí a optické rezonátory na rozdíl od laserů a laserových diod.



*Obr. 3.1.7 LED dioda*

LED dioda se skládá ze dvou polovodičů, P a N a z jednoho přechodu PN, na něž je nanesen luminofor. Vlnovou délku záření a tím pádem i barvu ve viditelném spektru elektromagnetického záření ovlivňuje použitý typ luminoforu. Polovodičový substrát je obalen v průhledném obalu, který je vytvarován tak, aby generované světlo bylo vyzařováno ve svislé ose diody.

Protože zde není přítomen optický rezonátor a i aktivní prostředí LED diody pracuje na jiném principu, než je tomu u laserů, či laserových diod, má i světlo generované LED diodou podstatně jiné parametry. U laserů a laserových diod využíváme principu stimulované emise. LED dioda pracuje na principu spontánní emise. Z tohoto důvodu nemůžeme nijak ovládat směr vyzářeného fotonu ani jeho polarizaci. Záření generovaného LED diodou je nekoherentní a optický svazek má mnohem větší divergenci než je tomu u optického svazku generovaného laserem.



Obr. 3.1.8 Rozdíl v maximálním vysílaném výkonu pro koherentní a nekoherentní záření

Divergenci optického svazku lze alespoň částečně minimalizovat použitím přizpůsobovacích čoček a umístěním LED diody do pouzdra, které funguje na principu parabolického zrcadla.

## 3.2 Optická přenosová soustava

Tato kapitola pojednává o jednotlivých optických komponentech, které lze použít k úpravě světelného svazku. Tyto prvky jsou řazeny jednotlivě za sebe a vkládají se do osy šíření světelného paprsku. Cílem jednotlivých prvků je přizpůsobit vstupní paprsek pro následující člen tak, aby na výstupu celého systému byl paprsek požadovaného profilu, v tomto případě Top Hat.

Vzhledem k tomu, že tvarovací systém využívá viditelného elektromagnetického záření, většina prvků, které jsou použity pro tvarování paprsku, jsou průhledné a dá se o nich říct, že jsou to více či méně upravené optické čočky. Mezi neprůhledné prvky patří například zrcadla, která jsou naopak vyrobena tak, aby co nejvíce záření odrazila požadovaným směrem.

### Optické čočky

Optická čočka je soustava dvou centrovaných průhledných ploch. Tvar ploch je nejčastěji kulový nebo rovinný. Čočka je vyrobena z průhledného materiálu, nejčastěji ze skla nebo v poslední době z různých plastických materiálů. Aby čočka propustila co největší množství světelného záření a nedocházelo na povrchu čoček



k nežádoucím odrazům, mohou být čočky opatřeny na svém povrchu speciální antireflexní vrstvou. Materiál, z něhož je vyrobena čočka, je specifikován indexem lomu, který je vždy větší než jedna, a indexem absorpce, který je pro vlnové délky v rozsahu pro použitelnost čočky blízký nule.

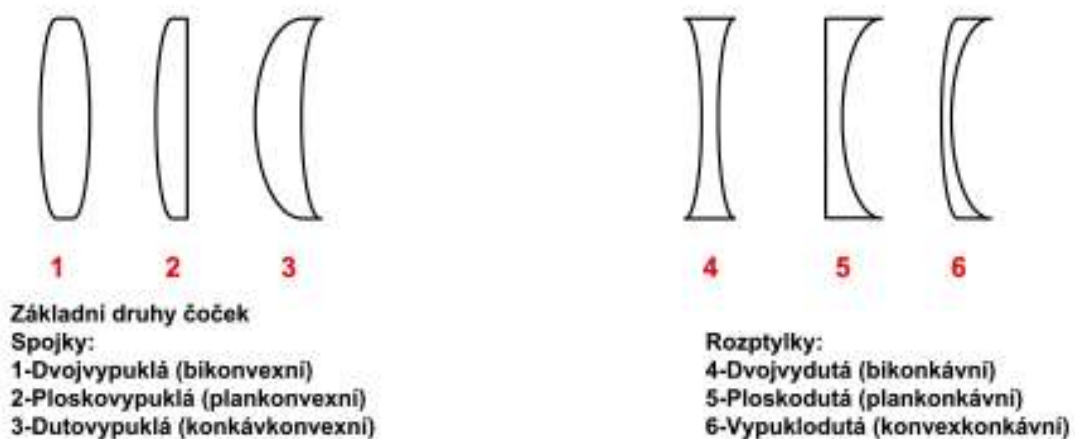
Paprsek, který dopadá na libovolné místo povrchu čočky, se uvnitř čočky láme podle Snellova zákona:

Poměr sinů úhlu dopadu a lomu je pro určitá dvě prostředí stálý a rovný poměru velikosti rychlosti vlnění v jednotlivých prostředích [1].

Matematicky je pak Snellův zákon formulován takto:

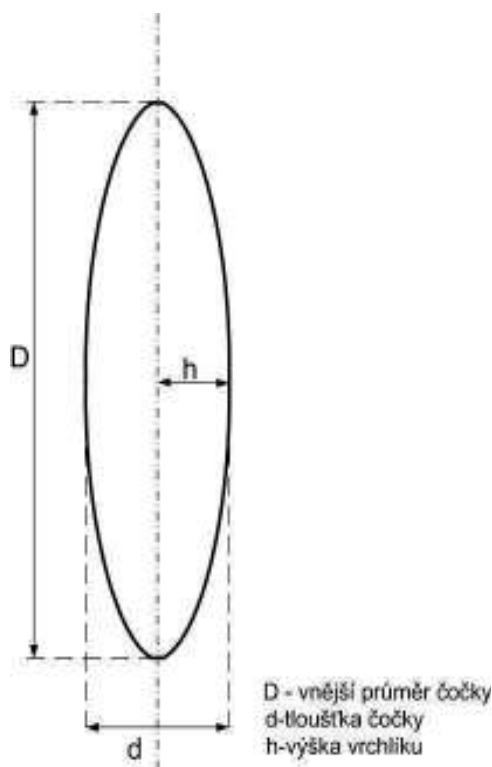
$$n_1 \sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2. \quad (3.2.1)$$

Paprsek procházející čočkou se chová podle toho, pro jaký účel byla čočka vytvarována. U spojných čoček se paprsky po průchodu čočkou spojují do jediného bodu. Tento bod se nazývá ohnisko. Naopak čočka nazývaná rozptylka zase paprsek procházející čočkou rozptílí. Jednotlivé názvy a tvary základních čoček jsou uvedeny na obr. 3.2.1. Ohnisková vzdálenost je jeden z parametrů, podle kterého můžeme čočky rozlišovat. Převrácenou hodnotou ohniskové vzdálenosti nazýváme optickou mohutnost. Podrobnosti výpočtu ohniskové vzdálenosti a optické mohutnosti jsou uvedeny v [1].



*Obr. 3.2.1. Názvy a tvary základních optických čoček*

Optické čočky můžeme také charakterizovat jejich geometrickými rozměry. Jsou to hlavně vnější průměr čočky, tloušťka čočky a výška kulového vrchlíku od osy čočky.



Obr. 3.2.2. Geometrické rozměry čočky

Každá vyrobená čočka se nechová ideálně, ale při zobrazování předmětů, či při průchodu paprsku se objevují různé vady a deformace. Protože se tato práce zabývá tvarováním optického svazku, uvádím zde pouze vady, které se mohou podílet na tvarování svazku.

#### Barevná vada:

Barevná vada (chromatická aberace) je vada, která souvisí s tím, že ohnisková vzdálenost je závislá na indexu lomu. Index lomu světla se mění podle barvy použitého světla, tedy podle vlnové délky použitého světelného paprsku.

#### Sférická vada:

Sférická vada vzniká v případě, že na čočku dopadá široký svazek paprsků, přičemž paprsky s malým úhlem od osy šíření se potkávají v jiném bodě než okrajové paprsky svazku.

#### Astigmatická vada:

Astigmatická vada je vada, kdy při zobrazení roviny kolmé k optické ose dochází k tomu, že body v navzájem kolmých osách se nezobrazí ve stejné vzdálenosti [1].

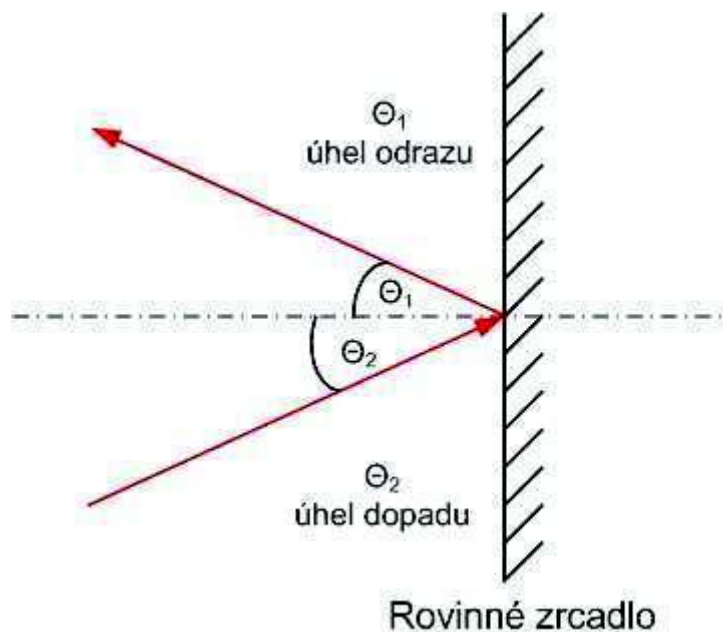
Pro tvarování laserového svazku nemusí být základní čočky příliš vhodné, ať už z důvodu přesnosti, výkonové ztráty či odrazu. Z tohoto důvodu jsou také vyráběny speciální čočky. Mezi speciální optické čočky se řadí i čočky, které již byly

přímo vyrobeny pro úpravu optického svazku. Výrobce speciální čočky specifikuje parametry, pro jaké účely lze danou speciální čočku použít. Většinou jsou určeny pro určitou vlnovou délku záření nebo optický výkon. Těmto speciálním čočkám budu věnovat pozornost v následující kapitole, kde budou rozebrány jednotlivé tvarovací metody.

## Zrcadla

Zrcadlo je povrch, který odráží svazek světelných paprsků prakticky do jediného směru. První zrcadla vyráběná člověkem byla z leštěného kovu. Současná zrcadla jsou tvořena tenkou vrstvou kovu, (např. hliník) naneseného na zadní stranu skleněné tabule. Zadní strana zrcadla je poté natřena ochranou vrstvou. Kromě těchto zrcadel jsou v optických aplikacích používána také dielektrická zrcadla, kde odrazná vrstva je tvořena dielektrikem, které je polarizováno průchodem elektrického proudu.

Mezi základní typy zrcadel patří rovinné zrcadlo a kulové zrcadlo. Ideální rovinné zrcadlo se chová jako odrazná plocha, která odráží paprsek pouze jedním směrem. Úhel odrazu světelného paprsku je roven úhlu dopadu paprsku.



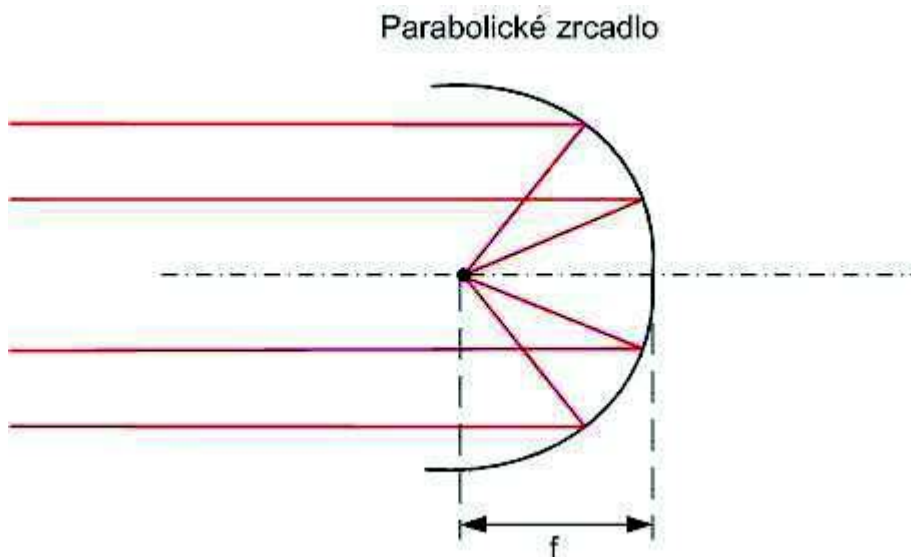
Obr. 3.2.3. Odraz světelného paprsku na rovinném zrcadle

Na obr. 3.2.3 je znázorněn dopadající paprsek s úhlem dopadu  $\Theta_1$ . Paprsek odražený je odražen pod úhlem  $\Theta_2$ . Podle Snellova zákona jsou tyto úhly shodné.

Kulová zrcadla se nazývají všechna zrcadla, která nejsou rovinná. Povrch kulových zrcadel je zakřiven a tímto způsobem je možné světelný svazek směřovat podle potřeby. Prvním kulovým zrcadlem je parabolické zrcadlo.

Parabolické zrcadlo je zrcadlo, jehož odrazný povrch je vytvarován do tvaru rotačního paraboloidu. Nejdůležitější schopností parabolických zrcadel je soustředění všech dopadajících paprsků do jediného bodu, který se nazývá ohnisko.

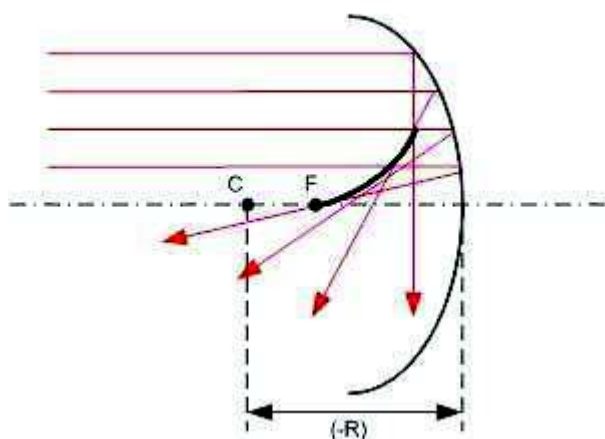
Parabolické zrcadlo je zobrazeno na obr. 3.2.4. Světelný svazek dopadá rovnoběžně osou zrcadla. Vzdálenost  $f$  se nazývá ohnisková vzdálenost parabolického zrcadla [1].



*Obr. 3.2.4 Odraz světelného svazku na parabolickém zrcadle*

Dalším zrcadlem, jehož vlastnosti mohou být použity pro tvarování světelného svazku, je zrcadlo sférické. Sférické zrcadlo je na první pohled podobné parabolickému zrcadlu, ovšem fokusační vlastnosti pro světelný paprsek vstupující do tohoto zrcadla nejsou tak ideální jako u parabolického zrcadla. Jak je znázorněno na obr. 3.2.5, paprsky světelného svazku odražené sférickým zrcadlem protínají osu v různých bodech. Obálka těchto paprsků (tučná černá křivka) se nazývá kaustická křivka [1]. Rovnoběžné paprsky blízké ose jsou přibližně fokusovány do bodu  $F$  ve vzdálenosti  $(-R)/2$  od středu zrcadla [1]. Pro zrcadla se záporným  $R$  se používá název vydutá (konvexní) zrcadla a pro kladné  $R$  je používán název vypuklá (konkávní) zrcadla.

### Sférické zrcadlo



Obr. 3.2.5 Odraz světelného svazku od sférického zrcadla

Na rozdíl od optických čoček je použití zrcadel k tvarování světelného svazku mnohem méně výkonově ztrátové, pokud jsou použita speciální zrcadla s minimální odrazivostí ve směrech, které jsou nežádoucí. Pro tvarování světelného svazku mohou být použity i jiné tvary zrcadel než jsou uvedeny v této kapitole. Podrobný výčet zrcadel používaných v optoelektronice k tvarování světelného svazku je k nalezení na stránkách firmy ZEMAX, která se mimo jiné zabývá i vývojem a distribucí softwaru určeného k návrhu tvarování laserového svazku pomocí zrcadel.

### Soustavy tvarovacích zařízení

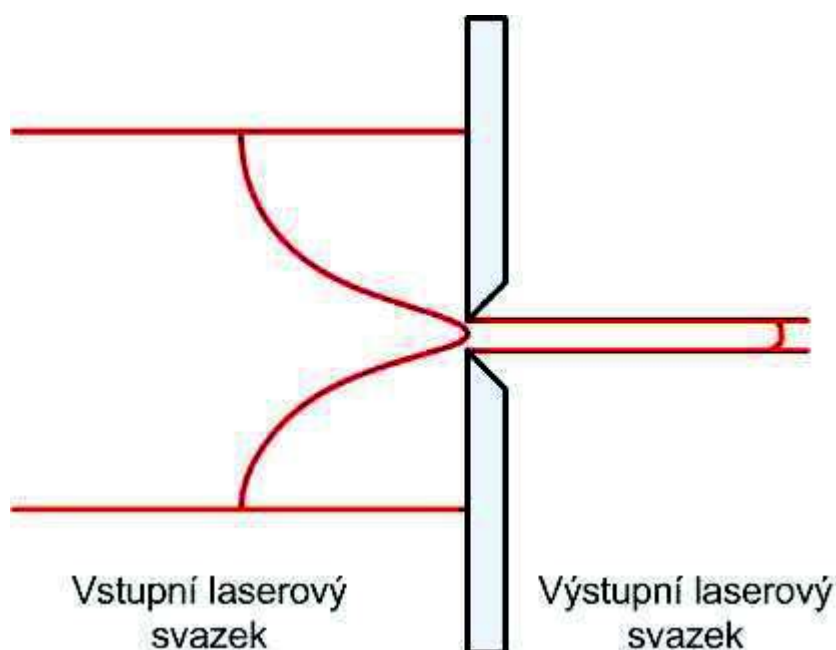
Tyto soustavy jsou již přímo vyráběny pro daný světelný zdroj se specifickou vlnovou délkou, optickým výkonem a profilem intenzity svazku. Jejich konstrukce je dána požadovaným výsledným intenzitním profilem. Světelný svazek je přiveden na vstup tvarovacího zařízení a na výstupu je již požadovaný tvar světelného svazku. Uvnitř tvarovacího systému je soustava čoček, speciálních čoček či zrcadel, která jsou přesně navržena pro úpravu světelného svazku na požadovaný tvar. V příloze č.3 je uvedena stránka z katalogu firmy NEWPORT [13], na níž jsou uvedeny parametry jednoho z vyráběných tvarovacích systémů.

## 4. Metody tvarování laserového svazku

V této části mé diplomové práce uvádím osm základních metod používaných k tvarování laserového svazku. Metody jsou seřazeny vzestupně podle náročnosti na použitou technologii tvarování. Jednotlivé metody jsou rozděleny do několika základních principů tvarování.

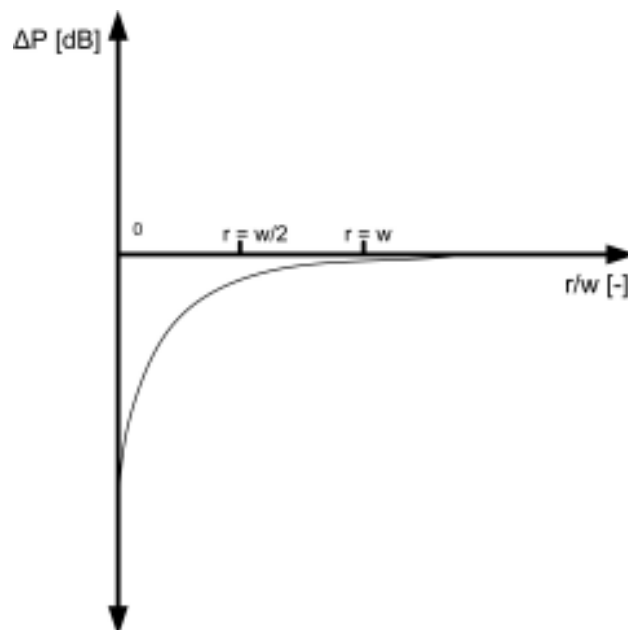
### 4.1 Principy tvarování laserového svazku

Pro tvarování laserového svazku lze použít metody tvarování, které jsou založeny na několika různých principech. První princip, na kterém mohou tvarovací systémy pracovat, je velmi jednoduchý. Vstupní laserový svazek je nasměrován na nepropustný materiál, v němž je vyroben otvor. Tento otvor je menší než šířka vstupního svazku. Na výstupu lze potom změřit výstupní svazek, který má téměř ideální přechod ze stavu nulové intenzity do stavu maximální intenzity záření. Princip tohoto systému je zobrazen na obr 4.1.1.



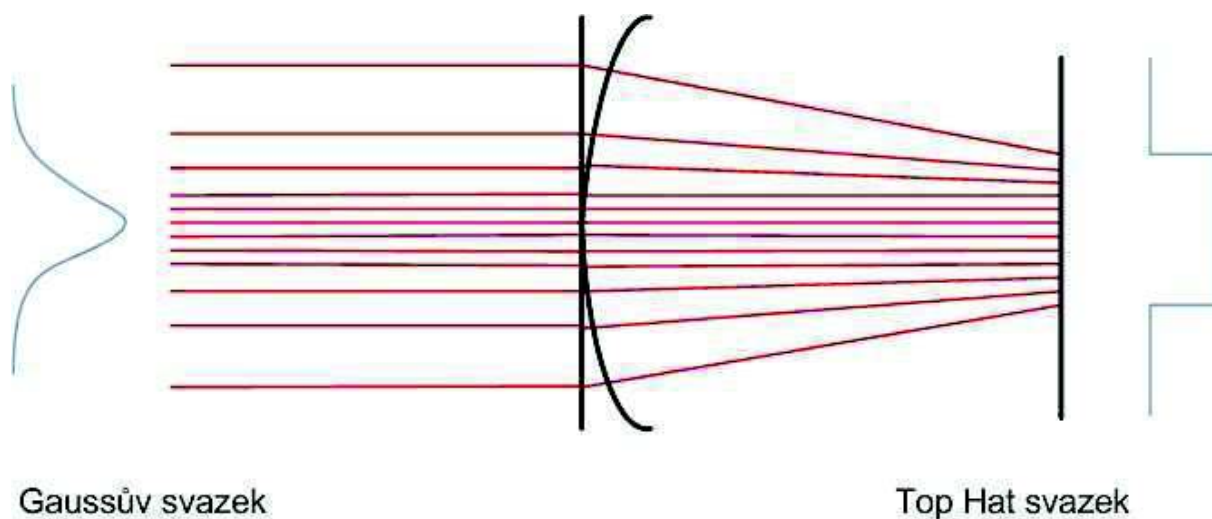
Obr. 4.1.1 Princip malého otvoru

Nevýhodou tohoto systému je ovšem velká výkonová ztráta. Tuto ztrátu lze nejlépe popsat obrázkem 4.1.2. Je na něm vyjádřena závislost rozdílů vstupního a výstupního optického výkonu na poměru poloměru otvoru k pološířce svazku. Pokud je poloměr otvoru  $r$  stejně velký jako pološířka svazku  $w$ , tak výstupní optický výkon je roven 86 % vstupního výkonu. Z grafu je patrné, že čím více se blíží poměr  $r/w$  k nule tím více narůstá výkonová ztráta  $\Delta P$ . Zároveň však je výsledný svazek podobnější Top Hat svazku.



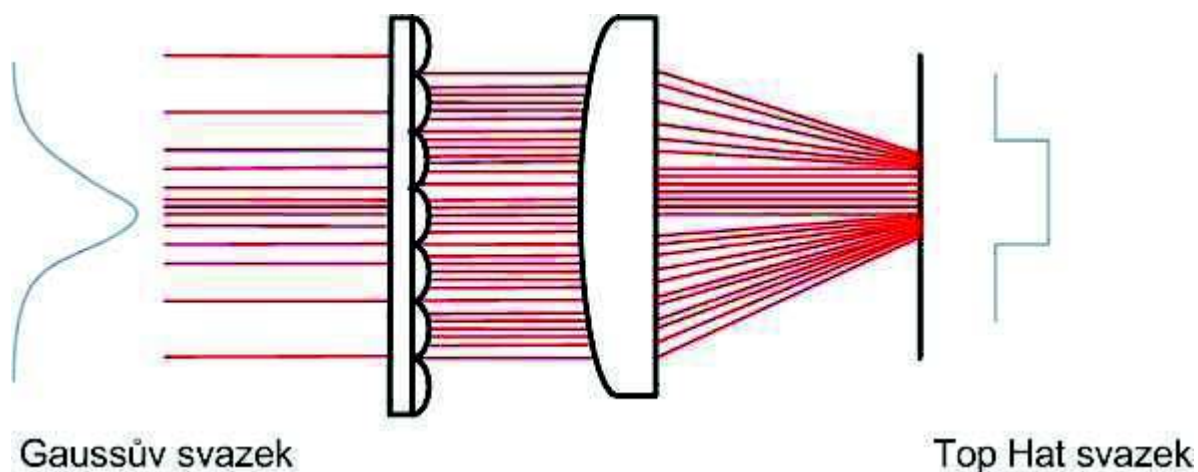
Obr. 4.1.2. Závislost ztráty optického výkonu na poloměru otvoru k pološířce svazku

Tvarovací systémy pracující na druhém principu tvarování se nazývají mapovače pole (z angl. Field Mappers). Tvarovací systém transformuje vstupní svazek na výstupní svazek na rozdíl od prvního principu kontrolovaně. Princip tvarování pomocí mapovače pole je znázorněn na obr. 4.1.3. Jednotlivé oblasti vstupního svazku jsou namapovány a poté usměrněny tak, aby výstupní svazek již měl uniformní průběh intenzity záření.



Obr. 4.1.3 Princip mapovače pole

Třetím základním principem tvarování laserového svazku je svazkový integrátor (z angl. Beam integrator). Pro tento princip se taky někdy uvádí svazkový homogenizér (z angl. Beam homogenizer). Laserový svazek vstupující do svazkového integrátoru je nejprve rozbit pomocí vhodného prvku a poté zpětně složen pomocí jiné čočky do požadovaného tvaru s konstantní intenzitou záření. Princip této metody je zobrazen na obr. 4.1.4. K rozbití svazku je zde použita speciální čočka nazývaná Lenslet array, která bude popsána u metody tvarování svazku pomocí Lenslet array čočky.



Obr. 4.1.4 Princip svazkového integrátoru

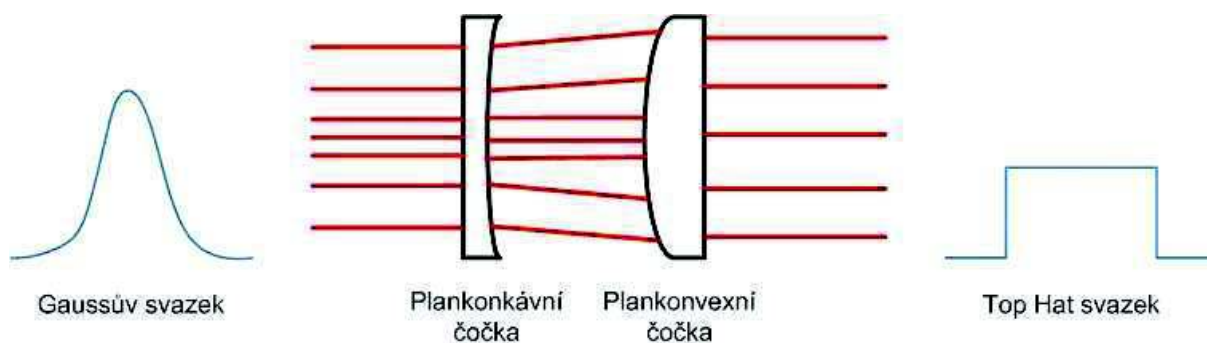


## 4.2 Metoda malého otvoru

Nejjednodušší a nejméně náročná na technické zpracování systému tvarování laserového svazku je metoda malého otvoru. Princip této metody je zobrazen a vysvětlen v kapitole 4.1. Nevýhodou této metody je obrovská výkonová ztráta, protože skrz otvor propouštíme pouze minimální část vstupního svazku. Tj. část, kde se dá považovat intenzita záření za konstantní v celé ploše svazku.

## 4.3 Metoda tvarování laserového svazku pomocí asférických čoček

Druhou velmi jednoduchou metodou, vhodnou pro získání Top Hat svazku je metoda, jež jsem pracovně nazval ASFC metodou. Název je vytvořen z počátečních písmen použitých elementů (Asférických čoček). Pro tvarování laserového svazku jsou u této metody použity dvě asférické čočky. Tato metoda pracuje na principu mapovače pole. Vstupní intenzitní profil je namapován na jiný, výstupní profil.



Obr. 4.3.1 Metoda tvarování svazku pomocí dvou asférických čoček

Laserový svazek vstupuje do tvarovacího systému plankonkávní čočkou, která jej mírně rozptýlí. Do vhodné vzdálenosti od vstupní čočky je pak umístěna druhá, plankonvexní čočka, která rozptýlený svazek usměrní. Tímto rozptýlením a opětovným seskupením svazku dojde ke změně profilu intenzity záření a na výstupu tvarovacího systému můžeme pozorovat Top Hat svazek.

U tohoto tvarovacího systému je fáze  $\Psi$  z rovnic 2.2.1 a 2.2.2 dána tímto vztahem:

$$\Psi = \beta\Phi. \quad (4.3.1)$$

Pro vstupní cirkulární gaussovský svazek je problém transformace na Top Hatsvazek separovatelný. Matematickým řešením jsou dvě jednorozměrné veličiny -  $\beta$  a  $\Phi(\xi)$ .

Funkce vstupního gaussovského svazku s kruhovým půdorysem je  $\Phi(\xi)$ . Tato funkce je popsána rovnicí:

$$\Phi(\xi) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \int_0^{\xi} \sqrt{1 - \exp(-\rho^2)} d\rho, \quad (4.3.2)$$

kde

$$\xi = \frac{\sqrt{2} \cdot r}{r_0}, \quad (4.3.3)$$

a  $r$  je radiální vzdálenost od optické osy [10].

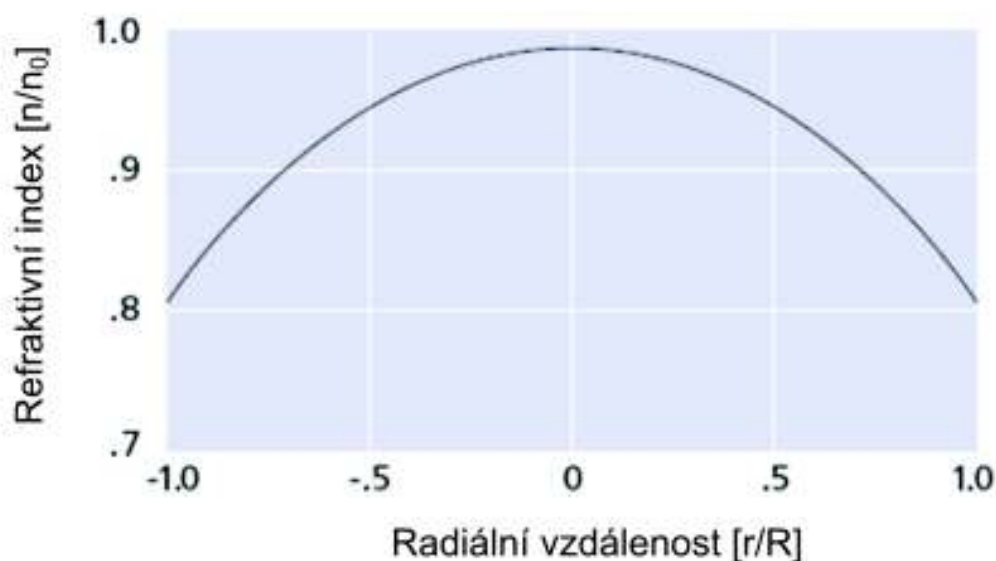
V kapitole zabývající se teorií tvarování svazku (2.2) je popsán také vztah pro  $\beta$ , což je kvalitativní parametr, který určuje kvalitu vytvarovaného svazku. Pro tento tvarovací systém je parametr  $\beta$  určen následovně:

$$\beta = \frac{2\sqrt{2\pi}r_0y_0}{f\lambda}, \quad (4.3.4)$$

kde  $r_0$  je  $1/e^2$  poloměr vstupního Gaussovského svazku,  $y_0$  je pološířka změřeného výstupního Top Hat svazku,  $f$  je ohnisková vzdálenost použitých čoček a  $\lambda$  je vlnová délka světelného záření.

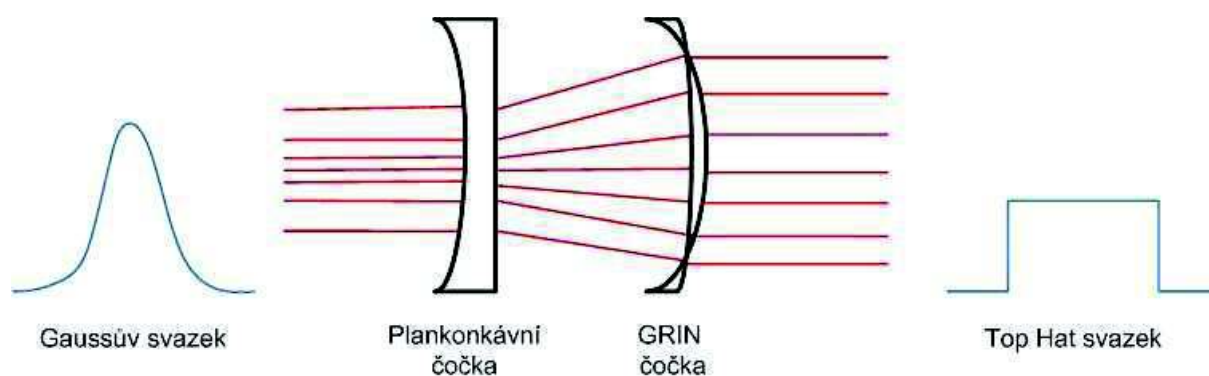
## 4.4 Metoda Tvarování laserového svazku pomocí GRIN čočky

Další metodou, která pracuje na principu mapování pole, je metoda používající speciálně vyrobenou čočku s proměnným indexem lomu. Tato čočka se nazývá GRIN (z angl. **GR**radient **IN**dex). Pod tímto označením je myšleno rotační symetrické rozložení indexu lomu kolem optické osy šíření paprsku. Pro čočky, u nichž je index lomu proměnný v závislosti na poloze ve směru osy  $z$  (osa šíření optického svazku), je používáno označení AGRIN (**A**xial **GR**radient **I**ndex) [12].



Obr. 4.4.1 Průběh indexu lomu v závislosti na poloze od optické osy

GRIN čočka je vyrobená tak, aby její index lomu nebyl stejný v celém objemu čočky, ale měnil se v závislosti na vzdálenosti od osy směru šíření laserového paprsku. Této vlastnosti lze využít při tvarování laserového svazku. Různým indexem lomu v celém objemu GRIN čočky můžeme docílit přesně definovaného výstupního profilu intenzity záření. Příklad průběhu indexu lomu v závislosti na poloze bodu od optické osy je na obr. 4.4.1 [12].



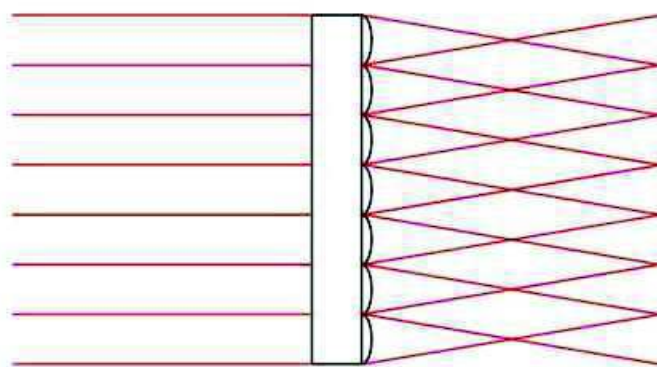
Obr. 4.4.2 Princip tvarovacího systému založeném na GRIN čočce

Tvarovací systém vybavený GRIN čočkou teoreticky nepotřebuje žádné jiné pomocné fokusační a tvarovací komponenty, protože čočka je vyrobená přesně pro daný vstupní svazek. V praxi je ovšem používán systém, kdy je před samotnou GRIN čočkou vložen ještě přídatný tvarovací prvek nejčastěji plankonkávní čočka. Princip metody tvarování laserového svazku pomocí GRIN čočky je znázorněn na obr. 4.4.2.

Tato metoda tvarování laserového svazku, založená na použití GRIN čočky, nebyla experimentálně proměřena z důvodu nedostupnosti GRIN čočky v optické laboratoři.

## 4.5 Metoda tvarování laserového svazku pomocí LLA čočky

Tato metoda tvarování laserového svazku je založena na použití dalšího speciálního typu čočky. Tato čočka se nazývá Lenslet array čočka (LLA), odtud i název metody. Samotná LLA čočka je speciálně vyrobená čočka většinou kruhového nebo čtvercového průřezu. Je vyrobena tak, aby vstupní paprsek byl rozložen do několika menších samostatných paprsků. Princip funkce LLA čočky je zobrazen na obr. 4.5.1.



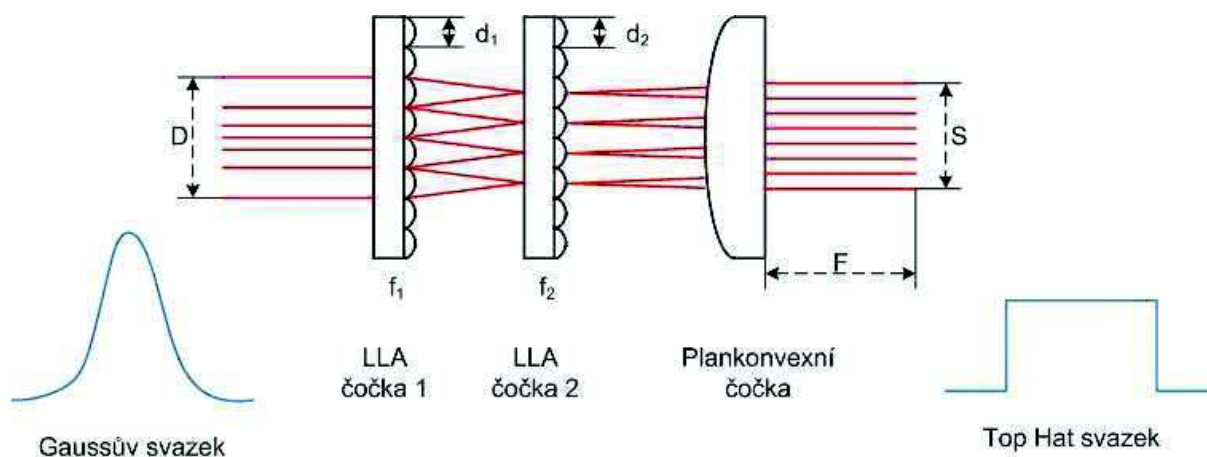
LLA čočka

Obr. 4.5.1 Princip funkce LLA čočky

LLA čočka se skládá z mnoha malých čoček, které rozdělí vstupní optický svazek na mnoho menších paprsků stejného tvaru, jako byl vstupní svazek.

Metoda tvarování pomocí LLA čočky je založena na principu svazkového integrátoru. To znamená, že vstupní svazek je nejdříve rozložen na několik samostatných paprsků, které jsou upraveny podle požadovaného výstupního profilu intenzity záření, a poté jsou tyto paprsky opět poskládány. Princip tvarovacího systému založeného na LLA čočce je vyobrazen na obr. 4.5.2.

Vstupní svazek je přiveden nejprve do LLA čočky číslo jedna, která svazek rozdělí. LLA čočka číslo dvě takto rozdělený svazek opět rozdělí a jednotlivé svazky jsou přivedeny na koncentrační člen, který svazky složí opět v jeden svazek. V tomto vyobrazeném případě je tímto koncentračním členem plankonvexní čočka. Na výstupu lze poté pozorovat již upravený laserový svazek požadovaného výstupního profilu (Top Hat).



*Obr. 4.5.2 Tvarovací systém se dvěma LLA čočkami*

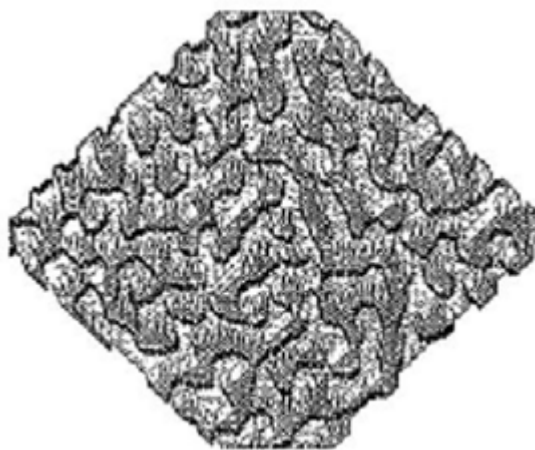
Veličiny uvedené v obr. 4.5.2. jsou:  $d_1$  a  $d_2$  – průměr miniaturních čoček v LLA čočce.  $D$  – šířka svazku.  $F$  – ohnisková vzdálenost plankonvexní čočky.  $S$  – šířka výstupního svazku.

Pro tento tvarovací systém, který je založen na principu svazkového integrátoru, lze určit kvalitativní parametr  $\beta$ . Pro tento případ je kvalitativní parametr  $\beta$  vyjádřen vztahem:

$$\beta = \frac{\pi \cdot d \cdot S}{\lambda F}. \quad (4.5.1)$$

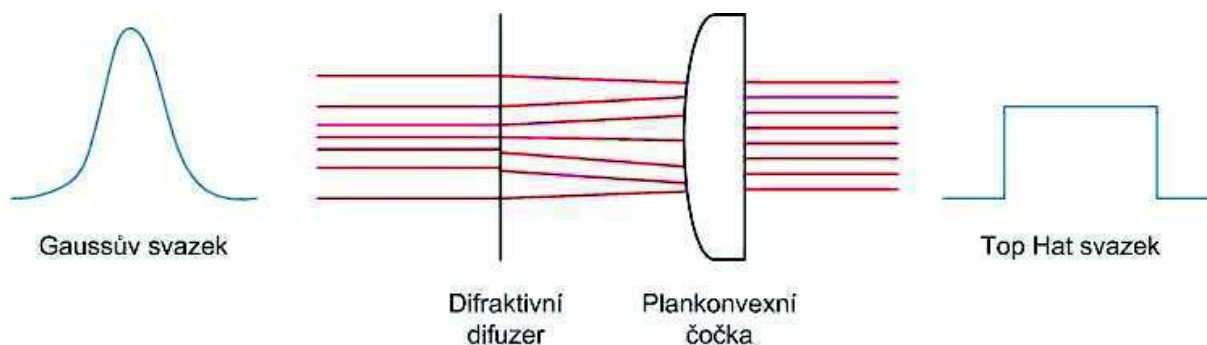
## 4.6 Metoda tvarování laserového svazku pomocí difraktivního difuzeru

Hlavním tvarovacím prvkem použitým v této metodě tvarování laserového svazku je difraktivní difuzer. Je to průsvitná deska, vyrobená nejčastěji z leštěného opálového skla, jejíž povrch je zvrásněn mnoha výstupky a prohlubněmi. Zvrásnění difraktivního difuzeru je navrženo pro různé vlnové délky laserového záření. Vstupní laserový svazek je rozptýlen na tomto zvrásnění, a poté je usměrněn koncentračním prvkem. Princip funkčnosti této metody je tedy založen na rozložení vstupního svazku a jeho opětovném složení. Lze tedy říct, že tato metoda pracuje na principu svazkového integrátoru. Mikroskopický detail zvrásnění difraktivního difuzeru je ukázáno na obr. 4.6.1.



*Obr. 4.6.1 Mikroskopické zvětšení povrchu difraktivního difuzeru*

Tvarovací systém využívající k transformaci gaussovského vstupního svazku na výstupní Top Hat svazek difraktivního difuzeru je vyobrazen na obr. 4.6.2. Vstupní gaussovský svazek je nasměrován na difraktivní difuzer. Rozložený svazek je poté pospojován v koncentrátoru, v tomto případě reprezentovaný opět plankonvexní čočkou. Na výstupu celého optického systému lze pozorovat Top Hat svazek.



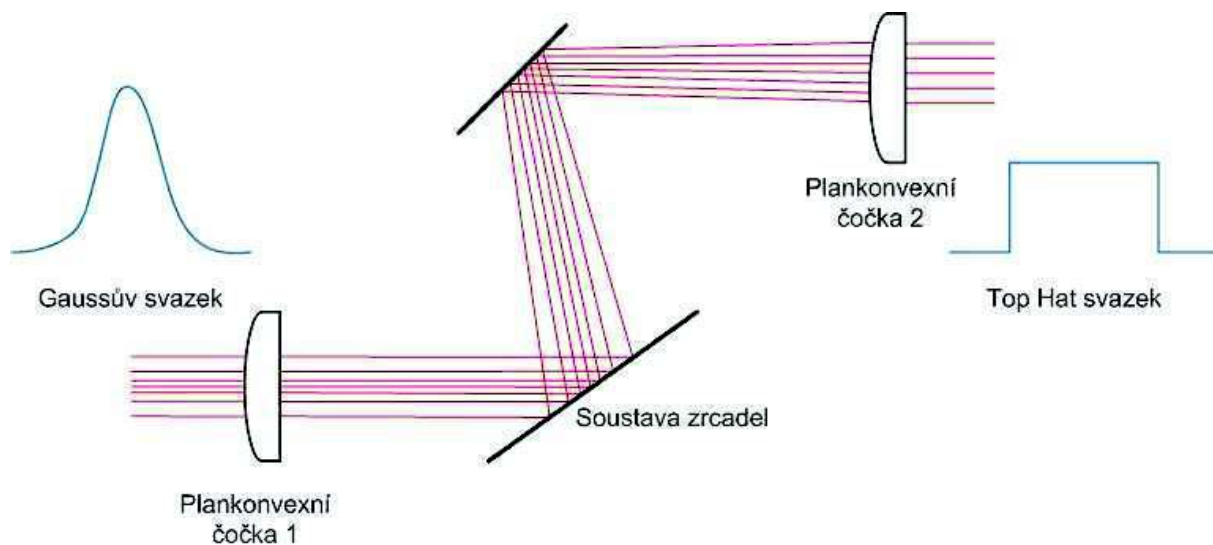
*Obr. 4.6.2 Tvarovací systém pracující s difraktivním difuzerem*

I tento tvarovací systém byl experimentálně sestaven a ověřena jeho funkce transformace gaussovského svazku na Top Hat svazek pro různé zdroje laserového záření, jakož i pro různé vlnové délky laserového záření.

## **4.7 Metoda tvarování laserového svazku pomocí soustavy zrcadel**

Tato metoda tvarování laserového svazku využívá soustavu odrazných zrcadel, která jsou elektronicky řízena. Principiálně tato metoda funguje na odrazu laserového svazku od odrazné plochy. Tvarovací systém je tvořen několika vstupními a výstupními čočkami a zrcadly, které jsou řízeny řídicí jednotkou. Vstupní laserový paprsek s gaussovským rozložením intenzity záření vstupuje do tvarovacího systému přes plankonvexní čočku. Dále je paprsek odražen přes soustavu minimálně dvou zrcadel, které se skládají z mnoha malých jednotlivě natočitelných zrcadel, které jsou

počítačově řízeny. Druhým, levnějším způsobem je soustava opět minimálně dvou zrcadel, která jsou vyrobena tak, aby přizpůsobily vstupní svazek na požadovaný výstupní intenzitní profil.



Obr. 4.7.1 Metoda tvarování laserového svazku pomocí soustavy zrcadel

Tvarovací systém pro tuto metodu lze navrhnout pomocí software od firmy Zemax, která se zabývá výrobou optických komponentů a příslušenství, včetně softwarového vybavení.

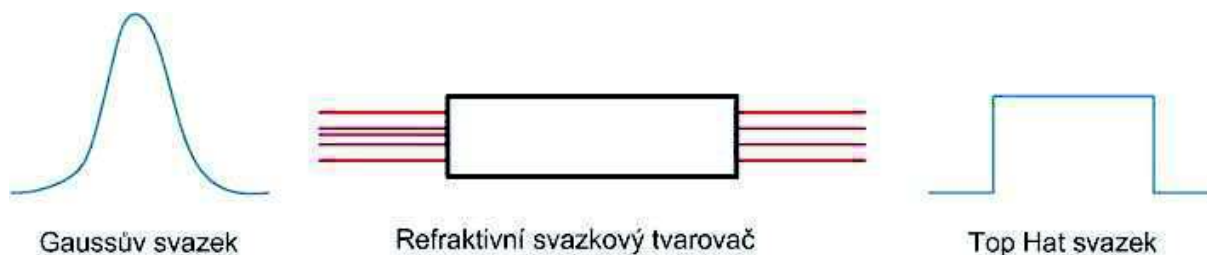
Pro experimentální ověření této metody v optické laboratoři bohužel nebyly vhodné podmínky. Bez ohledu na tuto skutečnost se domnívám, že právě tato metoda by mohla být metodou, která je nejlépe adaptovatelná pro různé zdroje laserového záření.

#### 4.8 Metoda tvarování laserového svazku pomocí refraktivního svazkového tvarovače

Tato metoda využívá již vyrobeného tvarovacího systému. Více používaný je ovšem anglický název – Refractive beam shaper. Metoda uzpůsobení vstupního svazku na Top Hat svazek použitá v tomto tvarovacím systému zcela závisí na výrobcích. Soustavy jsou již přímo vyráběny pro daný světelný zdroj se specifickou vlnovou délkou, optickým výkonem a profilem intenzity svazku. Jejich konstrukce je dána požadovaným výsledným intenzitním profilem. Světelný svazek je přiveden na vstup tvarovacího zařízení a na výstupu je již požadovaný tvar světelného svazku. Uvnitř tvarovacího systému je soustava čoček, speciálních čoček či zrcadel, která jsou přesně navržena pro úpravu světelného svazku na požadovaný tvar. Všechny tvarovací komponenty jsou poté uzavřeny do pouzdra, které minimalizuje vliv okolního prostředí.



Soustavy tvarovacích zařízení pro svazek s módem TEM 00 jsou uvedeny v příloze 3. Reference pro tyto tvarovací systémy poskytuje firma NEWPORT, která dodává komponenty pro optoelektronické aplikace a měření.



Obr. 4.8.1 Princip metody tvarování s refraktivním svazkovým tvarovačem

Tato metoda nebyla experimentálně ověřena z důvodu nedostupnosti refraktivního svazkového tvarovače v laboratoři. Pokud by se ovšem dala tato metoda odzkoušet, lze předpokládat velmi dobré výsledky měření.

#### 4.9 Metoda tvarování laserového svazku pomocí Kerrova a Pockelsova jevu

O metodě, kterou uvádím v této kapitole, jsem nenašel žádné bližší informace. Základem této metody je využití Pockelsova, potažmo Kerrova jevu. Kerrův a Pockelsův je založen na principu změny indexu lomu vhodného materiálu v závislosti na aplikované elektrické pole.

**Pockelsův jev:**

$$n(e) = n - \frac{1}{2} n^3 E. \quad (4.9.1)$$

„Změna indexu lomu materiálu je přímo úměrná změně intenzity elektrického pole působící na tento materiál.“

**Kerrův jev:**

$$n(e) = n - \frac{1}{2} n^3 E.^2 \quad (4.9.2)$$

„Změna indexu lomu materiálu je přímo úměrná změně kvadrátu intenzity elektrického pole působící na tento materiál.“

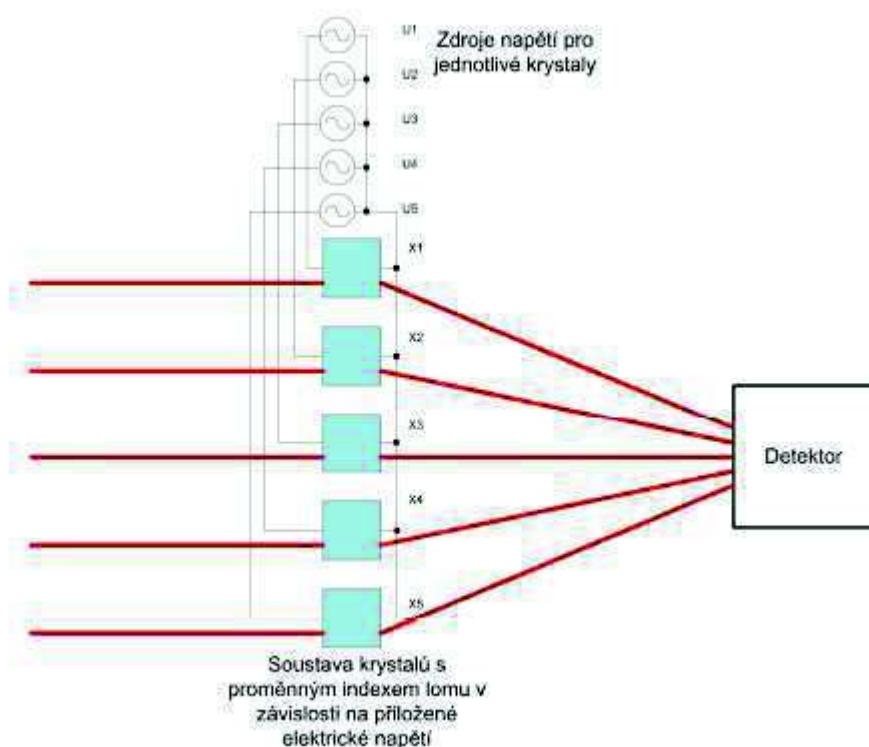
Pro využití těchto dvou jevů pro tvarování laserového svazku je nutné operovat řádově v jednotkách odpovídající šířce optického svazku. Principiálně by



pak mohlo zařízení sestavené z mnoha jednotlivých průhledných kondenzátorů s vhodným dielektrikem (např. sulfid uhličitý) fungovat jako je ukázáno na obr. 4.9.1.

Vstupní laserový svazek vstupuje na tvarovací systém tvořený mnoha malými průhlednými kondenzátory, které se změnou intenzity elektrického pole mění index lomu látky obsažené v dielektriku. Jednotlivé elektrooptické krystaly (průhledné kondenzátory s vhodným dielektrikem) jsou uspořádány do matice. Jednotlivé paprsky laserového svazku jsou pak usměrněny podobně jako například u GRIN čočky. Ve výsledku je však možno měnit index lomu pro každý bod matice přesně podle požadovaného výstupního intenzitního profilu laserového svazku.

Žádný z těchto závěrů nebyl podložen experimentálním měřením a vycházím pouze ze znalostí Kerrova a Pockelsova jevu.



Obr. 4.9.1 Princip použití elektrooptických krystalů pro tvarování laserového svazku

## 5. Experimentální ověření tvarovacích metod

Všechny metody uvedené v předchozí kapitole, kromě poslední, jsou pro tvarování laserového svazku používány. Abych mohl jednotlivé metody ohodnotit z hlediska jejich použitelnosti, nelze použít kvalitativní parametr  $\beta$ , který byl uváděn pouze u dvou metod. Musel jsem najít jiný parametr, či množinu parametrů, které by mohly objektivně ohodnotit výstupní laserový svazek vytvářený jednotlivými tvarovacími systémy. Pro nalezení těchto parametrů jsem použil výpočetního prostředí MATLAB a naprogramoval jsem výpočetní algoritmus, který stanoví kvalitativní parametry přijatého Top Hat svazku.

### 5.1 Kvalitativní parametry

Kvalitativní parametry určují vhodnost tvarovací metody pro daný typ laserového svazku. Pro popis výstupního svazku jsem zvolil tři parametry, které popisují stupeň přiblížení výstupního změřeného svazku požadovanému Top Hat svazku.

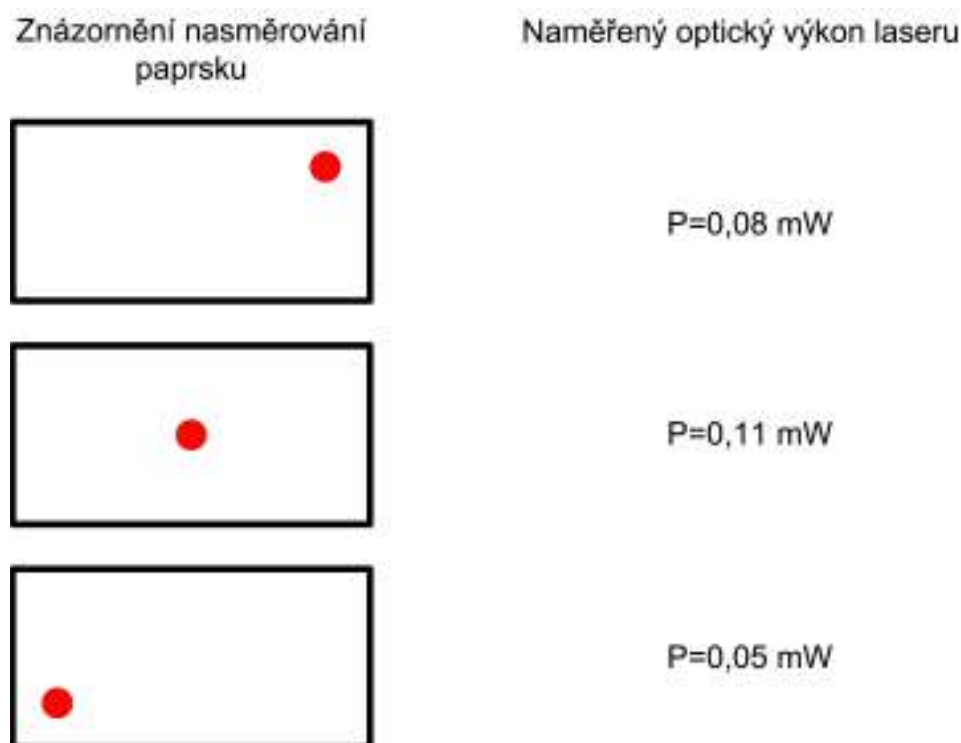
#### Výkonová ztráta tvarovacího systému

Jako první parametr jsem vybral výkonovou ztrátu tvarovacího systému. Vstupní svazek, který je směřován do tvarovacího systému, má jistý výkon. Tento výkon označím jako vstupní výkon  $P_1$ . Na výstupu z tvarovacího systému lze naměřit výstupní výkon  $P_2$  vytvářeného svazku. V ideálním případě bude platit rovnost  $P_1$  a  $P_2$  podle vztahu 2.1.1. Vzhledem k tomu, že experimentální měření není možno provozovat v ideálních podmínkách, funkci tvarování laserového svazku příslušného tvarovacího systému ovlivňuje mnoho činitelů. Mezi nejdůležitější činitele ovlivňující výkonovou ztrátu tvarovacího systému patří odraz na jednotlivých tvarovacích komponentech, útlum jednotlivých optických komponent a vliv okolních zdrojů světelného záření.

Odraz na jednotlivých optických tvarovacích komponentech je možný eliminovat povrchovou úpravou při výrobě komponentů, například antireflexní úpravou.

Vliv okolních zdrojů světelného záření je také nezanedbatelný. Pro eliminaci tohoto vlivu je vhodné provádět tvarování svazku za vhodných světelných podmínek, případně umístit celý tvarovací systém do ochranného, světlo nepropustného pouzdra. Je také možné již při výrobě tvarovacích komponent použít různé světelné filtry, které zamezí vstupu světelného záření určité vlnové délky do tvarovacího systému. Pokud je již tvarovací systém umístěn do ochranného pouzdra, bylo by vhodné použít alespoň vstupní filtr, který zaručí propustnost světelného záření pouze jisté vlnové délky.

Výkon laserového svazku jsem měřil přístrojem VEGA od výrobce OPHIR. Pro tento měřič výkonu je nutné, aby svazek jehož optický výkon je měřen byl nasměrován do středu detektoru. Pokud je laserový svazek směřován někam jinam než do středu detektoru může dojít k nesprávnému změření optického výkonu laserového svazku. Rovněž je doporučováno optický výkon měřit při vypnutém umělém osvětlení. Pro demonstraci příkladu měření optického výkonu jsem zvolil zelený laser, který generuje laserové záření o délce 543,5 nm.



*Obr.5.1.1 Znázornění nasměrování laserového paprsku na plochu měřiče optického výkonu VEGA*

Laserový svazek jsem nejprve nasměroval na optický neprůchodný, neodrazný materiál v němž je otvor o poloměru 0,5 mm. Paprsek který prochází otvorem je nasměrován do středu detektoru. Výkon naměřený přístrojem VEGA je  $P_S=0,11 \text{ mW}$ . Poté paprsek nasměruji do pravého horního rohu detektoru. Zde je výkon naměřený přístrojem VEGA roven  $P_{PH}=0,08 \text{ mW}$ . Jako poslední bod měření volím protější diagonální roh, čili levý dolní roh detektoru. Zde je naměřený výkon roven  $P_{LD}=0,05 \text{ mW}$ . Z těchto měření je patrné že je důležité nasměrovat měřený laserový svazek na střed detektoru, jinak může docházet k mylným výsledkům naměřeného optického výkonu.

Při měření jsem nejprve změřil výkon laserového svazku, který jsem přivedl na vstup. Poté jsem vložil do cesty paprsku tvarovací optiku a nastavil jsem ji tak, abych na výstupním detektoru zobrazil Top Hat svazek. Poté jsem opět použil přístroj VEGA a změřil jsem výkon dopadajícího Top Hat svazku. Rozdíl vstupního výkonu  $P_1$  a výstupního výkonu  $P_2$  je poté roven výkonové ztrátě tvarovacího systému podle vztahu:

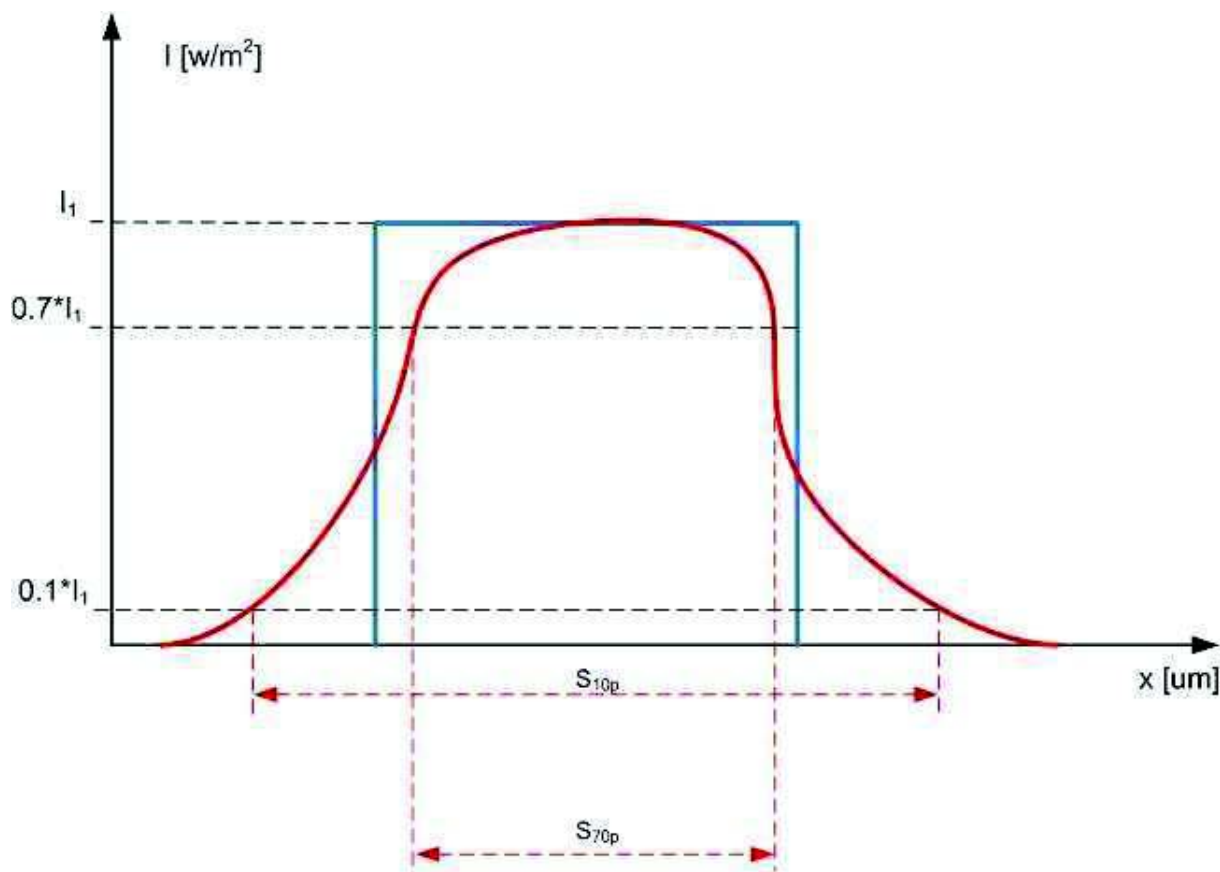
$$\Delta P = P_1 - P_2, \quad (5.1.1)$$

kde  $P_1$  a  $P_2$  je výkon udávaný v decibelech na miliwatt. Přepočet je dán vztahem:

$$P_{dBm} = 10 \cdot \log P_{mW} \quad (5.1.2)$$

## Tvarovací číslo

Tvarovací číslo je bezrozměrná veličina, charakterizující náběžnou a sestupnou hranu naměřeného Top Hat svazku. Náběžná hrana ideálního Top Hat svazku je svislá. Naměřený svazek se ovšem od ideálního liší, jak je to zobrazeno na obr. 5.1.2.



Obr. 5.1.2 Srovnání ideálního a naměřeného Top Hat svazku

Ideální Top Hat svazek (na obr 5.1.2 vyznačen modře) má průběh intenzity záření dvoustavový. První stav – nulová intenzita záření, druhý stav – maximální intenzita záření v celé ploše svazku. Naměřený svazek (na obr 5.1.2 vyznačen červeně) nemá takto ideální průběh. Tvarovací číslo udává, jak moc se profil intenzity záření přibližuje ideálnímu Top Hat svazku. Na ose  $x$ , která udává šířku svazku, jsou vyznačeny dva stavy. První číslo  $S_{10p}$  udává šířku svazku v 10 procentech maximální intenzity záření. Druhé číslo  $S_{70p}$  udává šířku svazku v 70 procentech maximální intenzity záření. Hranice 70% maximální intenzity záření je zvoleno důvodu dosažení nejlepších výsledků odpovídajících skutečnosti. Pokud je použita hranice 90% maximální intenzity záření, výpočetní algoritmus ve většině případů uvede šířku svazku v blízkosti středu svazku a nevezme v úvahu plochý, případně kulový profil intenzity optického záření. Empiricky jsem zjistil, že nejlepší hranice pro určení tvarovacího čísla je 70%. V této šířce je rovněž nejlépe minimalizován vliv náhodných odchylek v intenzitě záření reálného svazku.

Pro vyjádření přiblížení k ideálnímu Top Hat svazku je nutné vzít v úvahu obě osy kolmé na osu šíření svazku. Při pohledu rovnoběžném na osu šíření svazku je

patrná stopa svazku. Stopa může mít různý tvar, nejčastější je však kruhový nebo eliptický. Laserový svazek je možno srovnávat ve dvou osách, v ose vertikální a v ose horizontální. Tvarovací číslo je pak dáno vztahem:

$$T = \frac{(SH_{10p} - SH_{70p}) + (SV_{10p} - SV_{70p})}{SH_{10p} + SV_{10p}},$$

(5.1.3)

kde  $SH_{10p}$  - šířka svazku v 10 procentech maximální intenzity záření v horizontální rovině

$SH_{70p}$  - šířka svazku v 70 procentech maximální intenzity záření v horizontální rovině

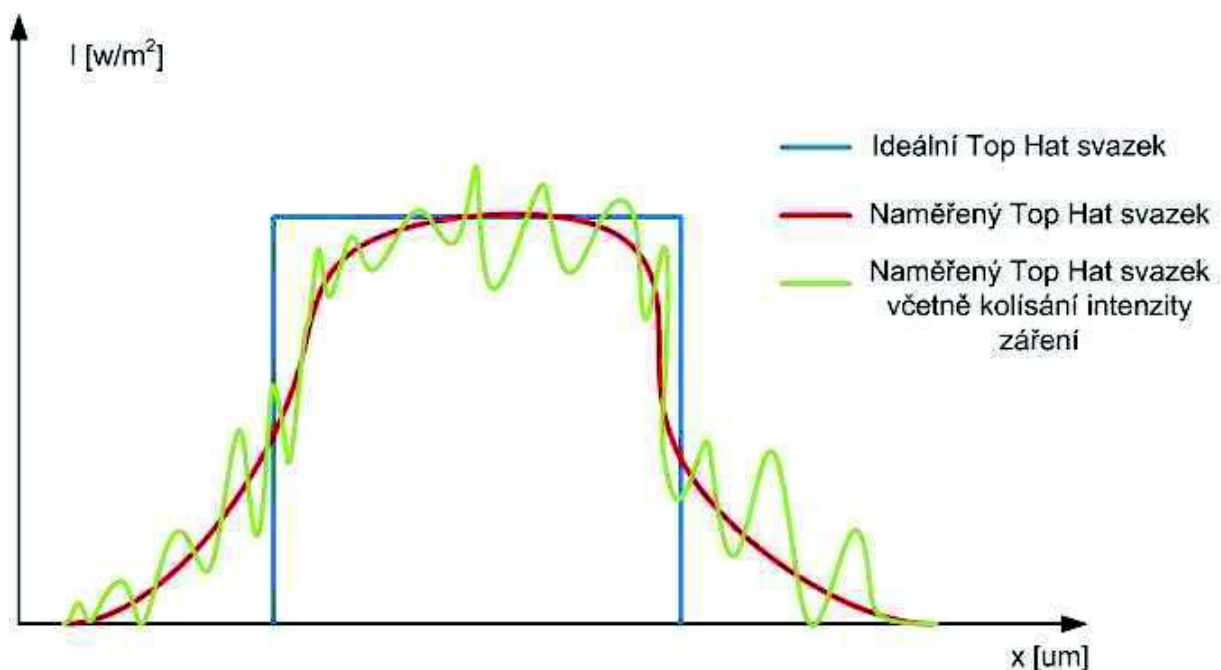
$SV_{10p}$  - šířka svazku v 10 procentech maximální intenzity záření ve vertikální rovině

$SV_{70p}$  - šířka svazku v 70 procentech maximální intenzity záření ve vertikální rovině

V případě dosažení svazku, který má ideální Top Hat průběh intenzity záření je výraz v čitateli roven nule. Intenzitní profil výstupního laserového svazku se tudíž nejvíc přibližuje ideálnímu Top Hat v případě, že jeho tvarovací číslo je blízké nule.

## Procentuální odchylka intenzity optického záření

Posledním parametrem, který charakterizuje vlastnosti naměřených laserových svazků, je procentuální odchylka. Tento parametr charakterizuje míru kolísání intenzity záření. Toto kolísání intenzity záření je způsobeno samotným tvarovacím systémem. Může ho způsobovat odraz vstupního laserového svazku od tvarovacích komponent nebo interferencí laserového svazku s okolním světelným zářením. Pro lepší představu o kolísání intenzity záření je na obr. 5.1.3 znázorněn naměřený svazek, jehož intenzitní profil je deformován. Pro jednoduchost je zobrazení provedeno ve dvou rozměrech. Procentuální odchylka je však počítána pro celý svazek.



*Obr. 5.1.3. Intenzitní profil naměřeného Top Hat svazku včetně kolísání intenzity záření, ve srovnání s naměřeným Top Hat svazkem bez kolísání intenzity záření a ideálním Top Hat svazem*

Výpočet procentuální odchylky je popsán v další kapitole, která se bude zabývat popisem výpočetního algoritmu pro srovnání jednotlivých naměřených Top Hat svazků.

## 5.2 Výpočetní algoritmus

Top Hat svazky, vzniklé při experimentálním ověření jednotlivých metod je možné srovnat subjektivně a říci, který svazek je vhodný a který ne. Abych dosáhl objektivitu hodnocení experimentálního měření, použil jsem parametry zmíněné v kapitole 5.1. Pro samotné zpracování naměřených dat jsem použil programové vybavení softwaru MATLAB. V tomto programovacím jazyku jsem vytvořil algoritmus, který zpracuje naměřená data, vykreslí ve trojrozměrném grafu výstupní Top Hat svazek a určí porovnávací parametry.

### Zpracování textového souboru

Vstupní gaussovský svazek jsem přivedl do tvarovacího systému, kde je svazek transformován na Top Hat svazek. Po změření výkonu výstupního svazku (viz 5.1) je svazek přiveden na detektor NEWPORT LBP-4-USB. Tento detektor je připojen k počítači a dopadající svazek je zpracováván a zobrazován softwarem NEWPORT LBP, který umožňuje export naměřených dat do textového souboru, se kterým lze dále pracovat. Všechny naměřené svazky pro všechny měřené metody tvarování jsem vyexportoval do textových souborů. Tyto soubory jsou přiloženy na datovém médiu ve formě \*.txt.

Vyexportovaný soubor obsahuje datum a čas měření, rozměry zpracovávajícího čipu, softwarový útlum a clonu použitou pro zobrazení v programu NEWPORT LBP, fyzické rozměry čipu a hodnotu intenzity záření na ploše čipu. Čip je možno si představit jako matici o rozměrech 640 x 480 bodů. Fyzický rozměr čipu je 5,79 x 3,98 mm. Hodnota intenzity záření dopadající na každý bod v matici je zapsána v tomto vygenerovaném souboru v poměrných jednotkách k maximu intenzity optického záření. Pro zpracování mnou vytvořeným algoritmem jsou potřebné pouze hodnoty intenzity záření v jednotlivých bodech matice, velikost matice, a fyzický rozměr matice.

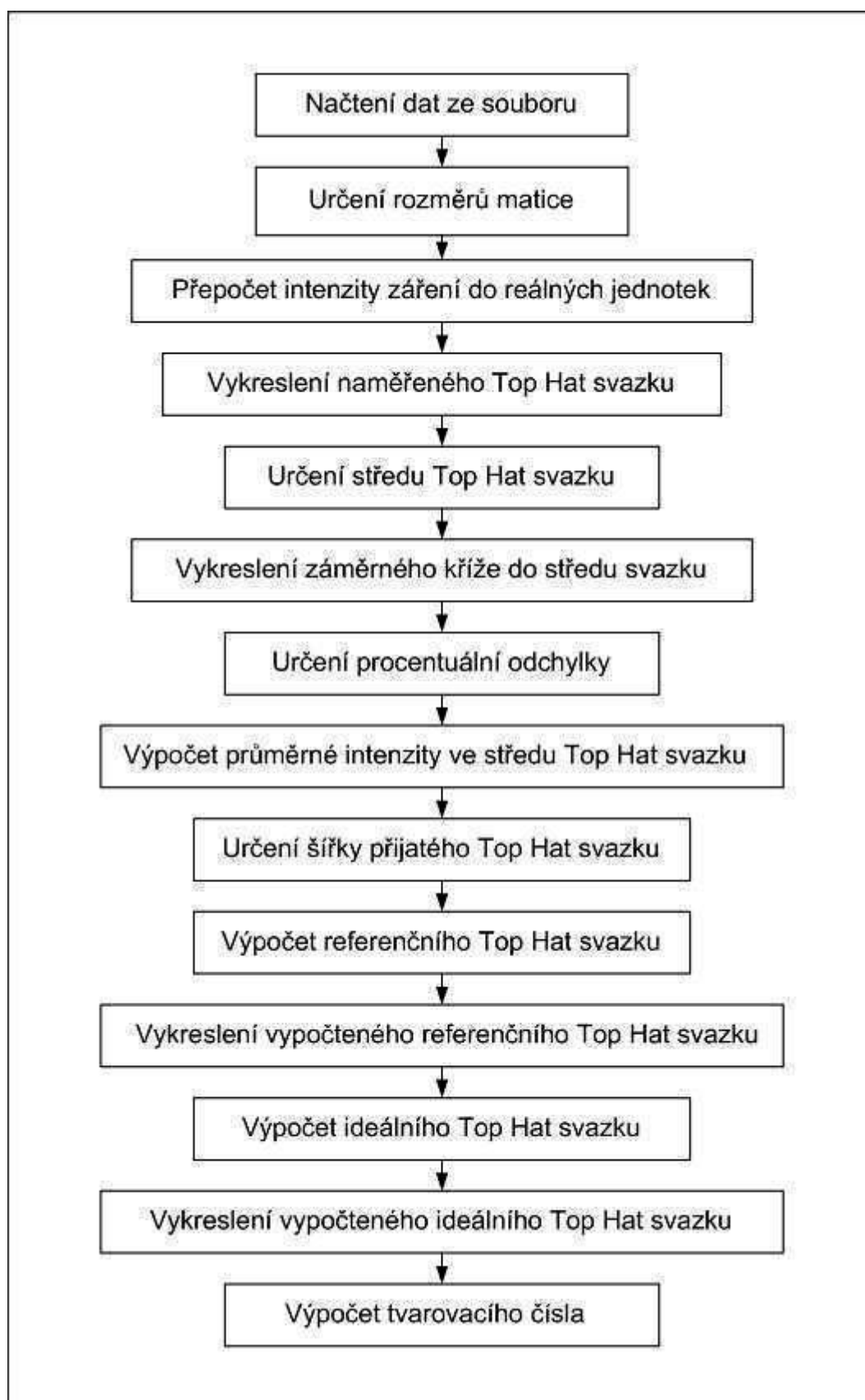
Po vyextrahování těchto údajů jsem získal opět textový soubor ve tvaru \*M.txt. Hvězdička označuje použitou metodu tvarování a M znamená, že soubor je určen pro zpracování programem Matlab. Tento soubor obsahuje pouze jediný sloupec čísel, který představuje intenzitu záření přijatého Top Hat svazku.

### Popis výpočetního algoritmu

Samotný algoritmus je napsán jako funkce Vypocet3.m s jedním vstupním parametrem x, za který je dosazen změřený výkon Top Hat svazku. Uvnitř funkce se odvolávám ještě na jednu funkci nazvanou Nacitani.m, která zajišťuje přepsání souboru \*M.txt do matice o rozměrech 640 x 480 bodů.

Výpočetní algoritmus postupuje podle diagramu vyobrazenému na obr. 5.2.1. Podrobný popis jednotlivých bodů je sepsán níže. Popis jednotlivých funkcí a smyček je uveden v samotném souboru Vypocet3.m. Obrázky 5.2.2 a 5.2.3 jsou převzaty z mnou naměřených údajů konkrétně z Top Hat svazku, který byl vytvořen pomocí difraktivního difuzoru.





### Načtení dat ze souboru

V tomto bodě je volána funkce Nacitani.m, která zajišťuje konverzi textového souboru \*M.txt do matice o rozměrech 640x480 bodů. Funkce Nacitani.m nemá vstupní parametr, je nutné do ní zapsat název požadovaného souboru.

### Určení rozměru matice

Zde je implementováno kontrolní zjištění rozměru načtené matice. Zároveň je zde zapsáno do konstant  $r$  a  $s$  počet řádků a sloupců.

### Přepočet intenzity záření do reálných jednotek

Hodnoty vyčtené ze softwaru NEWPORT LBP jsou uváděny v poměrných jednotkách. Abych zjistil, jakou intenzitu záření má měřený svazek, je nutno tuto poměrnou intenzitu přepočítat na reálné jednotky. Vycházím zde z následujících vztahů:

$$\frac{I_N}{I_V} = \frac{P_N}{P_V},$$

(5.2.1)

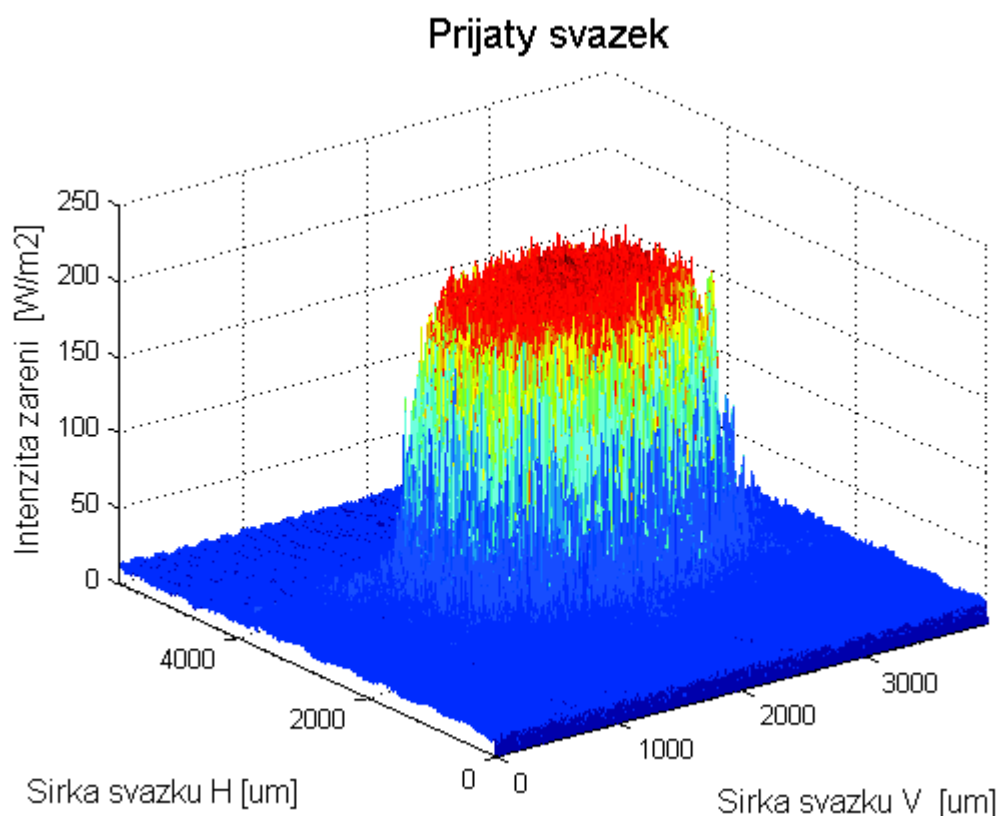
kde  $I_N$  je reálná intenzita záření  
 $I_V$  je poměrná intenzita záření  
 $P_N$  je reálný naměřený výkon Top Hat svazku  
 $P_V$  je vypočítaný výkon z relativních hodnot naměřeného Top Hat svazku

Plocha  $S$  je konstantní a představuje plochu snímacího čipu. Výkon  $P_V$  je vypočten jako dvojný integrál funkce intenzity záření na ploše čipu. Reálná intenzita záření je pak vypočtena vynásobením bodů v matici poměrem naměřeného výkonu  $P_N$  a vypočteného výkonu  $P_V$ , přesně podle vztahu, který vychází z 5.2.1:

$$I_N = I_V \cdot \frac{P_N}{P_V}$$

(5.2.2)

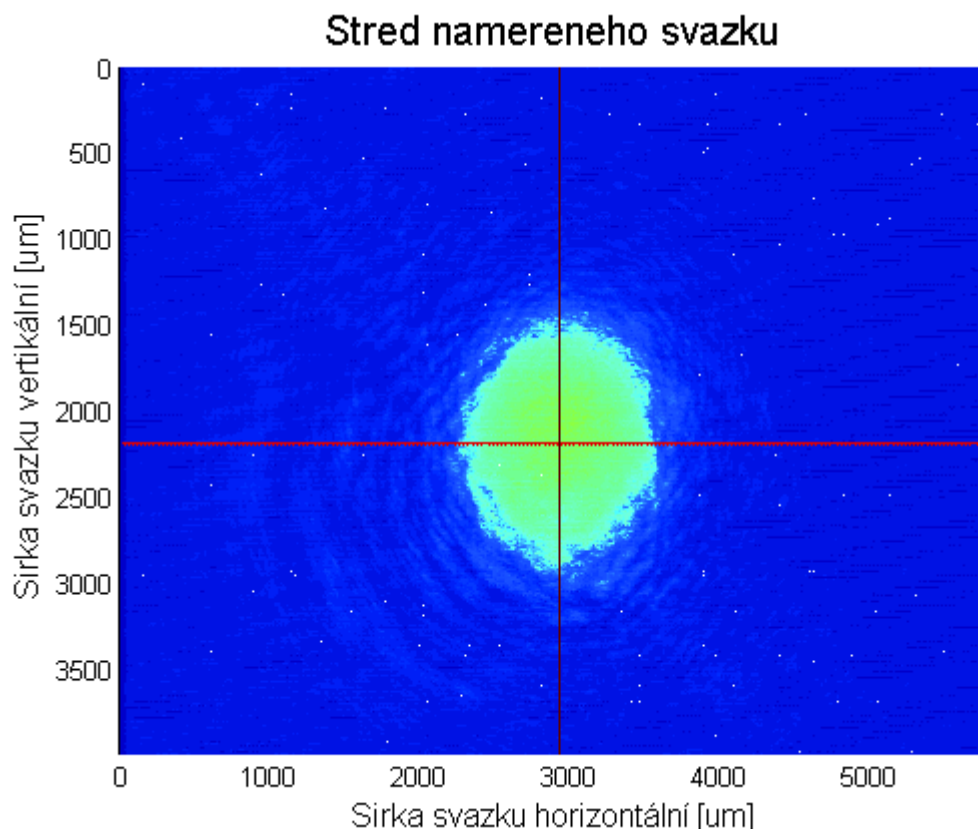
Celá matice je pak zobrazena v reálných jednotkách intenzity záření na ose  $z$ . Šířka svazku na ose  $x$  a  $y$  je uvedena v mikrometrech. Jeden pixel na ose  $x$  odpovídá 8,3  $\mu\text{m}$  a jeden pixel na ose  $y$  odpovídá 9,0515  $\mu\text{m}$  ve skutečnosti. Všechny dále vypočtené hodnoty šířek svazku jsou uvedeny v mikrometrech podle tohoto přepočtu.



*Obr.5.2.2. Vykreslení přijatého svazku*

### **Určení středu Top Hat svazku**

Pro nalezení středu přijatého svazku jsem napsal porovnávací cyklus. Tento cyklus pracuje na principu hledání nejširšího místa svazku pro osu x a pro osu y, čili vertikální a horizontální osu. Cyklus si načte do pomocné proměnné nejprve prvních pět řádků a sečte všechny hodnoty jednotlivých bodů. Poté načte dalších pět řádků a sečte opět hodnoty jednotlivých bodů. Po načtení všech řádků matice vrátí pořadová čísla těch pěti řádků, jejichž součet hodnot byl největší. Jako střed svazku v horizontální rovině pak vrátí pořadové číslo 3. řádku z nejširších pěti. Třetí řádek jsem zvolil, protože se nachází v prostředku analyzovaných řádků. Totožný systém je použit pro hledání nejširšího sloupce. Výstupem tohoto cyklu jsou dvě hodnoty, představující pořadová čísla nejširšího řádku a sloupce matice. Pro zvýraznění středového kříže je v následném kroku hodnota intenzity tohoto řádku a sloupce uměle nastavena na dvojnásobek maximální hodnoty řádku či sloupce. Naměřený svazek je poté vykreslen se záměrným křížem pro vizuální kontrolu středu Top Hat svazku.



Obr. 5.2.3. Vykreslení vypočteného středu svazku pro přijatý Top Hat

### Určení procentuální odchylky

Dalším cyklem celého algoritmu je určení procentuální odchylky. Pro výpočet tohoto parametru je použit cyklus, v němž je porovnávána hodnota každého bodu  $i$  matice s hodnotou bodu  $i+4$  v téže matici. Pokud je hodnota bodu  $i+4$  větší než 1,5 násobek hodnoty bodu  $i$ , tak je do proměnné *pocet1* přičtena jednička. Po skončení celého cyklu má proměnná *pocet1* právě takovou hodnotu, která odpovídá počtu extrémních výkyvů jednotlivých hodnot bodů v matici. Jistá procentuální odchylka bude vypočtena i v případě ideálního Top Hat svazku, protože budou započítány skokové hodnoty na hraně Top Hat svazku. Ideální Top Hat svazek bude tedy mít jistou procentuální odchylku, avšak nízkou v porovnání s neideálním Top Hat svazkem.

Pro určení procentuální odchylky je hodnota proměnné *pocet1* vydělena počtem všech bodů v matici (307 200) a vynásobena stem, přesně podle vztahu:

$$\delta = \frac{pocet1}{307200} \cdot 100, \quad (5.2.3)$$

- kde
- $\delta$  je procentuální odchylka.
  - *pocet1* počet bodů s extrémní odchylkou.

## Výpočet průměrné intenzity ve středu svazku

Pro další výpočty je nutné znát velikost intenzity ve středu svazku. Protože hodnota intenzity v přesném středu svazku může mít odlišnou hodnotu od svých okolních bodů, je nutné spočítat aritmetický průměr v okolí středu svazku. Pro stanovení nejbližšího okolí středu svazku jsem se rozhodl pro čtverec o straně 20 pixelů se středem umístěným ve středu Top Hat svazku. Výpočet průměrné intenzity záření ve středu svazku pak je dán vztahem:

$$I_{PRM} = \frac{\sum_{n=1}^{400} x_n}{400} \quad (5.2.4)$$

## Určení šířky přijatého Top Hat svazku

Stejně jako je důležité znát průměrnou intenzitu ve středu svazku, je dalším důležitým parametrem šířka přijatého svazku. V případě Gaussovského svazku je definována pološířka svazku jako 86% celkového přenášeného výkonu. Pro definování šířky Top Hat svazku jsem se rozhodl pro potlačení všech hodnot intenzity pole, které nepřekračují hodnotu 10% průměrné intenzity ve středu Top Hat svazku. Pro výpočet této oblasti je naprogramován cyklus stanovení pološířky svazku ve vertikální a horizontální rovině. Jsou stanoveny vektory  $i1$  a  $j1$ , které obsahují hodnoty nejširšího řádku a nejširšího sloupce. Tyto vektory jsou pak zpracovány cyklem, který všechny hodnoty intenzity pole nepřekračující 10% průměrné intenzity záření ve středu svazku vynuluje. Poté je pouze vyjádřen počet nenulových prvků ve vektoru a vrácena hodnota počtu nenulových prvků. Tato hodnota poté určuje šířku svazku v horizontálním a vertikálním směru. Polovina této hodnoty znamená pak pološířku přijatého Top Hat svazku.

## Výpočet referenčního Top Hat svazku

Tento blok je nejdůležitější částí celého výpočtového algoritmu. Je koncipován jako jeden velký cyklus, který provádí výpočet několika referenčních Top hat svazků z parametrů získaných z naměřeného svazku. Porovnáním množiny vypočtených svazků s naměřeným poté vybere nejvhodnější referenční Top hat svazek.

Prvním krokem v tomto cyklu je výpočet šířky referenčního Top Hat svazku. Tento výpočet nejprve vynuluje všechny hodnoty intenzity záření, které nepřesahují 10% průměrné intenzity záření naměřeného svazku horizontální a vertikální ose. Tím je stanovena šířka Top Hat svazku. Po stanovení šířky svazku, cyklus vypočítá průměrnou hodnotu intenzity v celém svazku. Výpočet je proveden podle vztahu:

$$I_{SV} = \sqrt{\frac{x_{1,1}^2 + x_{1,2}^2 \dots + x_{639,479}^2}{r}}, \quad (5.2.5)$$

kde  $x_{1,1}$  je hodnota intenzity záření v prvním řádku, prvním sloupci.  
 $x_{639,479}$  je hodnota intenzity záření v 639tém řádku, 479tém sloupci.  
 $r$  je počet nenulových prvků v matici.

K této intenzitě je přičtena průměrná intenzita z oblasti, která byla vynulována. Tento krok je zaveden z důvodu zachování optického výkonu tvarovaného svazku. Po výpočtu této průměrné intenzity v celém svazku může být stanoven referenční Top Hat svazek dané šířky a dané intenzity záření konstantní v celé své ploše.

Matice takto vypočítaného svazku je poté srovnávána s naměřeným svazkem. Srovnávacím parametrem je geometrická směrodatná odchylka naměřeného svazku od referenčního Top Hat svazku. Je počítána podle vztahu:

$$s = \sqrt{\frac{(x_{1,1} - y_{1,1})^2 + (x_{1,2} - y_{1,2})^2 \dots + (x_{639,479} - y_{639,479})^2}{r}}, \quad (5.2.6)$$

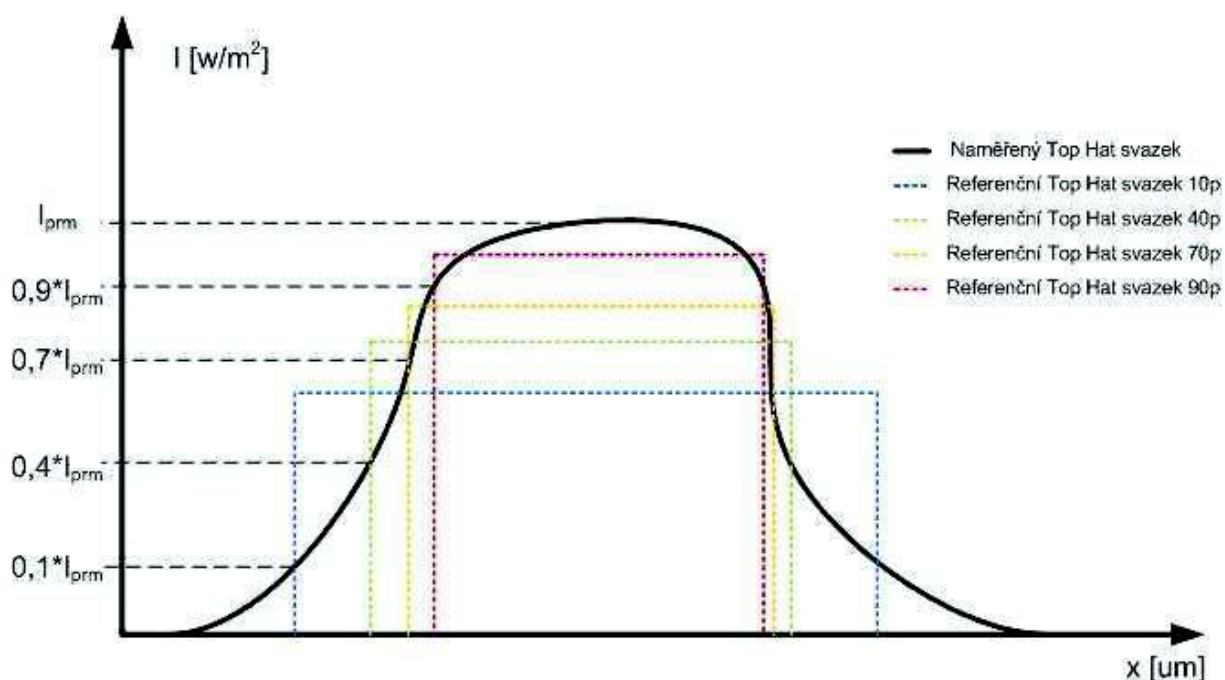
kde  $x_{1,1}$  je hodnota intenzity záření v prvním řádku, prvním sloupci matice naměřeného Top Hat svazku.

$y_{1,1}$  je hodnota intenzity záření v prvním řádku, prvním sloupci matice referenčního Top Hat svazku.

$r$  je počet nenulových prvků v matici.

Tato geometrická směrodatná odchylka  $s$  je uložena do srovnávacího vektoru *geodchv*.

Dalším krokem celého výpočetního cyklu je výpočet nové šířky Top Hat svazku. V tomto kroku je ovšem vynulována oblast, která nepřesahuje 15% průměrné intenzity záření ve středu svazku. Pro bližší představu je princip zobrazen na obr. 5.2.4. Celý cyklus takto pokračuje v rozmezí 10 % až 70 % po pěti procentech.



Obr. 5.2.4 Princip výpočtu množiny referenčních Top Hat svazků

Po výpočtu nové šířky referenčního Top hat svazku je opět vypočtena nová průměrná intenzita záření a přičtena průměrná intenzita záření z oblasti která byla vynulována. Pak je opět nový referenční Top Hat svazek srovnán s naměřeným svazkem a vypočtená geometrická směrodatná odchylka je uložena do vektoru *geodchv*.

Tímto způsobem je vypočtena množina referenčních svazků o šířkách v rozmezí od 10% do 90% průměrné intenzity záření ve středu naměřeného svazku. Výpočetní cyklus počítá s inkrementem pěti procent.

Po skončení celého cyklu a naplnění poslední hodnoty s do vektoru *geodchv*, je nalezena nejmenší geometrická směrodatná odchylka v tomto vektoru. Pro tuto hodnotu je zjištěna šířka referenčního Top Hat svazku. Takto získaný výsledný referenční Top Hat svazek se nejvíce přibližuje naměřenému Top Hat svazku.

### Výpočet ideálního Top Hat svazku

Vypočítaný referenční svazek má však jednu chybu. Top Hat svazek s takto dopočítanou intenzitou záření, která je konstantní v celém jeho průběhu, má přibližně třikrát vyšší výkon než je výkon naměřeného svazku. Je to dáno právě tím, že je intenzita v celém Top Hat svazku konstantní a dopočítaná z průměrné intenzity naměřeného svazku. Pro získání Top Hat svazku, který se blíží ideálním vlastnostem je nutno spočítat intenzitu podle vztahu 2.1.3:

$$I_{TH} = \frac{P_N}{\pi \cdot a \cdot b}, \quad (5.2.7)$$

kde  $a$ ,  $b$  jsou pološířky referenčního Top Hat svazku.

Výpočtem této intenzity pro celý průběh svazku pak získám ideální Top Hat svazek, jehož parametry jsou optimálně vypočteny z naměřeného svazku.

### **Výpočet tvarovacího čísla**

Posledním cyklem, který určuje kvalitativní parametry naměřeného svazku, je výpočet tvarovacího čísla. Samotný výpočet tvarovacího čísla je přesně proveden podle postupu v kapitole 5.1. Cyklus nejprve vyhladí naměřený svazek od kolísavých hodnot intenzity záření pomocí plovoucího okna. Plovoucí okno počítá pro každý bod v matici průměrnou hodnotu deseti nejbližších bodů. Detekování procentuální hodnoty v takto upraveném svazku je poté mnohem jednodušší a přesnější. Poté se provede odečet šířky odpovídající 10% a 70% průměrné intenzity záření ve středu svazku a vypočte se tvarovací číslo podle vztahu 5.1.3.



### 5.3 Experimentální měření

Tato kapitola je věnována výsledkům mého experimentálního ověření tvarovacích metod. Je zde uvedeno rozmístění a vzdálenosti jednotlivých tvarovacích komponentů. Pro každou metodu je nakonec uvedena tabulka s přehledem kvalitativních parametrů výsledných Top Hat svazků pro použité zdroje laserového záření. Vykreslení přijatých svazků a vypočítaných referenčních Top Hat svazků, jakož i vzdálenosti jednotlivých tvarovacích komponentů jsou uvedeny v příloze č. 1. Ve stejné příloze jsou uvedeny i tabulky se všemi vypočtenými parametry. Seznam a označení použitých přístrojů a komponentů je uveden v příloze č. 2.

V kapitole 4 jsem uvedl jednotlivé metody tvarování laserového svazku. Vycházel jsem z možností a technické vybavenosti optické laboratoře na ústavu radioelektroniky a provedl jsem ověření čtyř metod. Jedná se o základní tvarovací metody, které nejsou finančně a technicky náročné jako metody zbylé.

Jedná se o tyto metody:

Tvarování laserového svazku pomocí LLA čočky.

Tvarování laserového svazku pomocí difraktivního difuzoru.

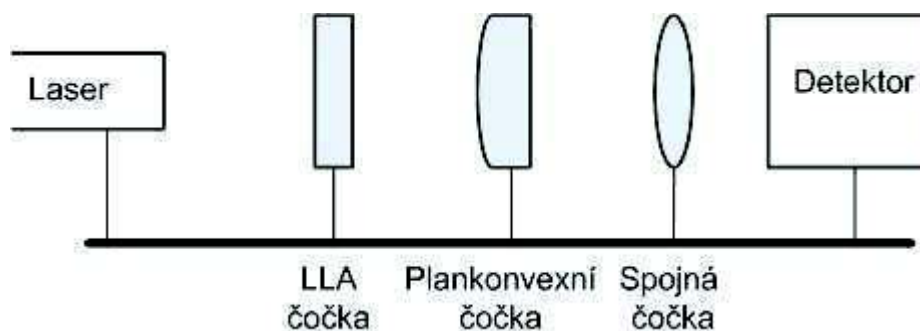
Tvarování laserového svazku pomocí soustavy asférických čoček.

Tvarování laserového svazku metodou malého tvaru.

Pro jednotlivé metody jsem všechny sledované kvalitativní parametry shrnul do porovnávacích tabulek. Jedná se o parametr  $\Delta P$ , který reprezentuje výkonovou ztrátu, dále procentuální odchylku intenzity optického záření a tvarovací číslo představující kvalitu konverze Gaussova svazku na Top Hat svazek.

### Metoda tvarování laserového svazku pomocí LLA čočky

Princip této metody byl uveden v kapitole 4.5. Na tomto tvarovacím systému jsem z důvodu fokusace svazku na detektor přidal jednu spojnou čočku, která má právě za úkol soustředit svazek na detektor. Rozmístění jednotlivých tvarovacích prvků je vyobrazeno na obr. 5.3.1.



Obr. 5.3.1 Experimentální tvarovací systém s LLA čočkou

Pro experimentální měření byla k dispozici pouze jedna LLA čočka, proto jsem provedl několik měření s různými plankonvexními čočkami. Písmeny A,B,C jsou označeny různé plankonvexní čočky, jejich parametry a vysvětlivky k označení jsou uvedeny v příloze č.2. Spojná čočka byla používána pouze jedna, v tabulce označená jako spojka.

Pro laserový svazek generovaný červeným laserem s vlnovou délkou  $\lambda = 632,8$  nm jsem z naměřeného Top Hat svazku vypočetl tyto kvalitativní parametry:

RED Laser			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
A+spojka	2,92	10,1	0,56
B+spojka	3,07	11,8	0,59
C+spojka	2,92	5,3	0,46

Tab. 5.3.1

Pro laserový svazek generovaný zeleným laserem s vlnovou délkou  $\lambda = 543,9$  nm jsem z naměřeného Top Hat svazku vypočetl tyto kvalitativní parametry:

GREEN Laser			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
A+spojka	0,62	6,1	0,57
B+spojka	1,09	5,3	0,64
C+spojka	2,06	4,9	0,51

Tab. 5.3.2

Dále jsem jako zdroj laserového svazku použil dvě laserové diody. První dioda generuje laserový svazek, jehož vlnová délka je  $\lambda = 670 \text{ nm}$ . Pro tuto laserovou diodu jsem vypočetl tyto kvalitativní parametry:

LD 670 nm			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
A+spojka	3,57	5,5	0,51
B+spojka	3,46	7,9	0,51
C+spojka	3,36	6,1	0,55

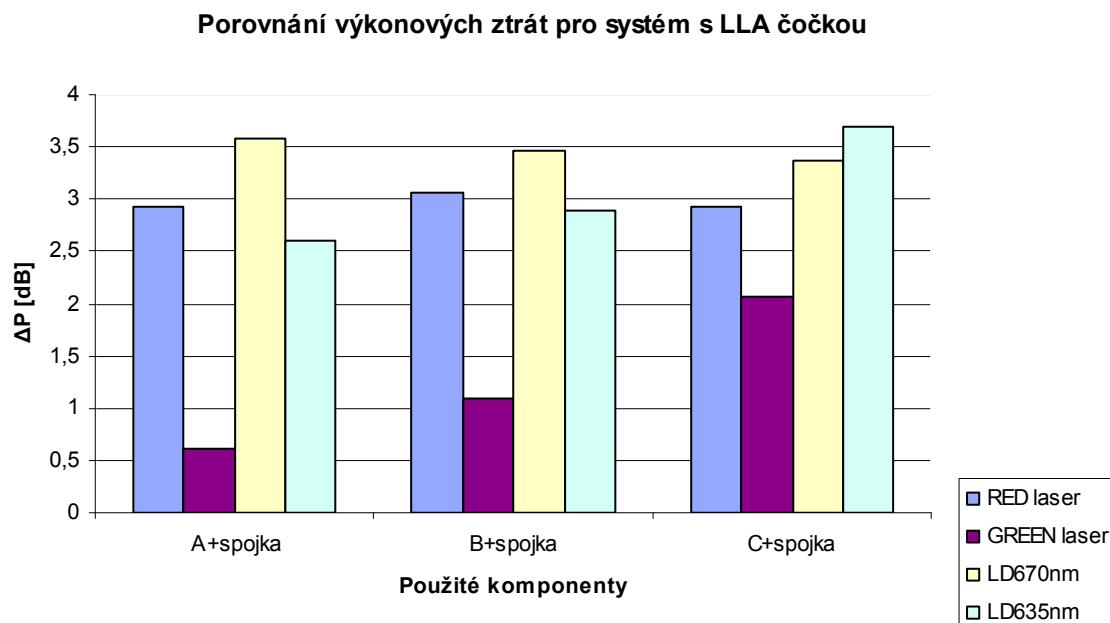
Tab. 5.3.3

Druhá laserová dioda generuje laserový svazek s vlnovou délkou  $\lambda = 635 \text{ nm}$ . Vypočtené kvalitativní parametry pro tuto laserovou diodu jsou uvedeny v následující tabulce:

LD 635 nm			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
A+spojka	2,6	10,8	0,44
B+spojka	2,89	10,1	0,47
C+spojka	3,69	7,5	0,53

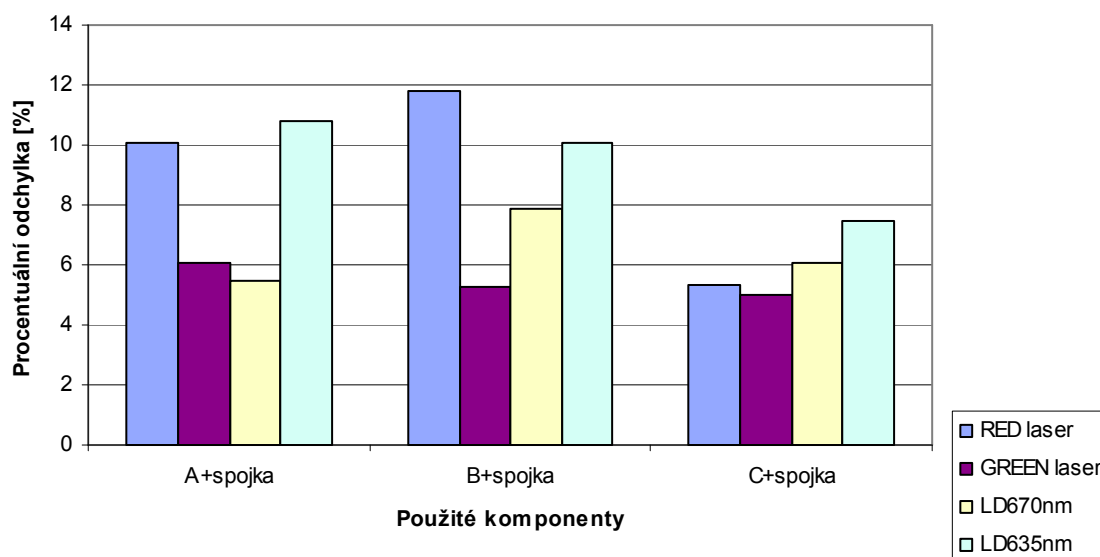
Tab. 5.3.4

Abych mohl srovnat tuto metodu pro jednotlivé zdroje laserového záření, všechny vypočtené kvalitativní parametry jsem převedl do grafů.



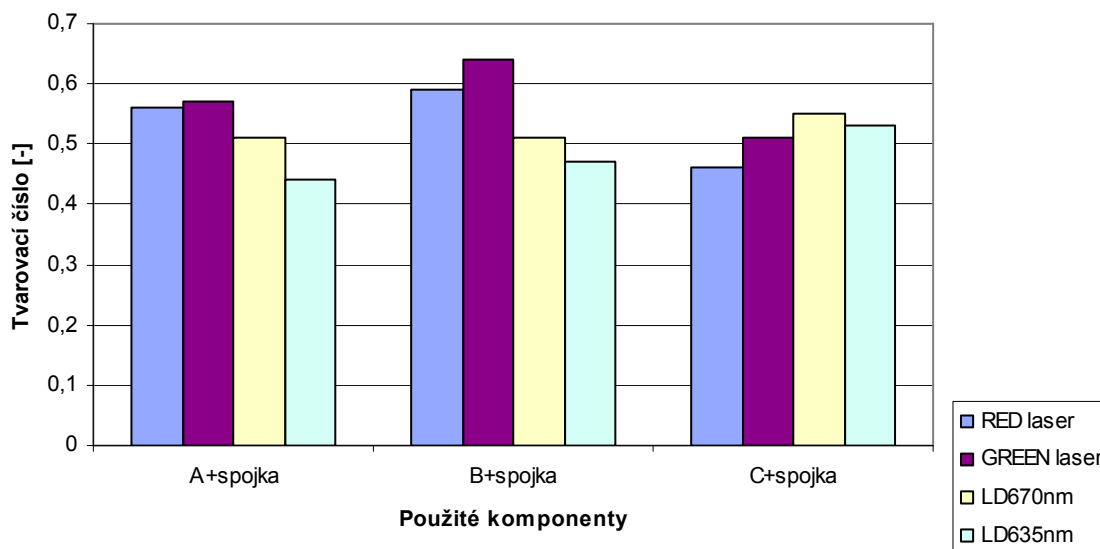
Graf 5.3.1

**Porovnání procentuálních odchylek pro systém s LLA čočkou**



Graf 5.3.2

**Porovnání tvarovacích čísel pro systém s LLA čočkou**

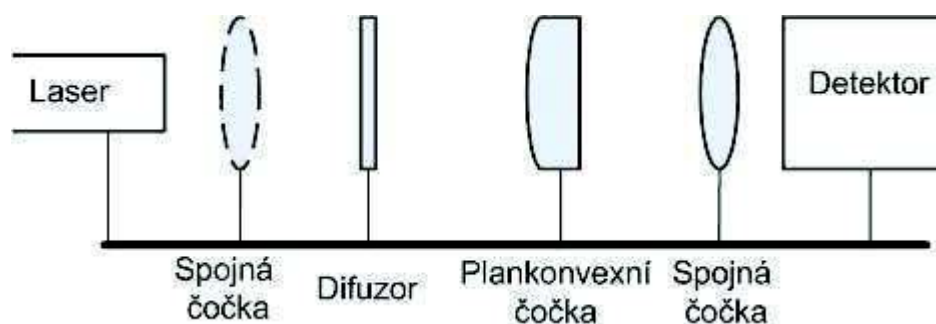


Graf 5.3.3

Ze srovnávacích grafů vyplývá, že nejlepší laserový zdroj pro tento tvarovací systém z hlediska výkonové ztráty představuje zelený laser. Ovšem jeho tvarovací číslo je jedno z nejvyšších. Nejmenší procentuální odchylky pro všechny laserové zdroje bylo dosaženo s plankonvexní čočkou C. Tvarovací číslo velmi záleží na použitém druhu laseru nebo laserové diody. Pro lasery je nejlepší z hlediska tvarovacího čísla plankonvexní čočka C. Pro laserové diody však nejmenších tvarovacích čísel bylo dosaženo pro plankonvexní čočky A a B. Bohužel tato tvarovací čísla jsou vysoká, v porovnání s ostatními tvarovacími metodami.

## Metoda tvarování laserového svazku pomocí difraktivního difuzoru

Druhou metodou, kterou jsem měl možnost experimentálně ověřit, je metoda tvarování laserového svazku pomocí difraktivního difuzoru. Princip této metody je uveden v kapitole 4.6.



Obr. 5.3.2 Experimentální tvarovací systém s difuzorem

Pro experimentální ověření metody byl k dispozici pouze jeden difuzor. Proto jsem opět experimentoval s různými plankonvexními čočkami. Nejprve jsem použil systém bez použití vstupní spojné čočky, na obr. 5.3.2 označena čárkovaně. Po vložení této spojné čočky jsem dosáhl mnohem lepšího zaostření svazku na difuzor.

Pro laserový svazek generovaný červeným laserem s vlnovou délkou  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  jsem z naměřeného Top Hat svazku vypočetl tyto kvalitativní parametry:

RED Laser			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
spojka+A	1,84	8,6	0,52
spojka+spojka+A	2,19	8,7	0,51
spojka+spojka+C	2,42	5,4	0,33

Tab. 5.3.5

Pro laserový svazek generovaný zeleným laserem s vlnovou délkou  $\lambda = 543,9 \text{ nm}$  jsem z naměřeného Top Hat svazku vypočetl tyto kvalitativní parametry:

GREEN Laser			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
spojka+A	1,29	4,4	0,58
spojka+spojka+A	3,61	6,7	0,71
spojka+spojka+C	2,11	9,1	0,68

Tab. 5.3.6

Dále jsem jako zdroj laserového svazku použil dvě laserové diody. První dioda generuje laserový svazek, jehož vlnová délka je  $\lambda = 670 \text{ nm}$ . Pro tuto laserovou diodu jsem vypočetl tyto kvalitativní parametry:

LD 670 nm			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
spojka+spojka+A	2,27	4,28	0,46
spojka+spojka+C	2,35	6,9	xxxxxxxxxxxxxxxx

Tab. 5.3.7

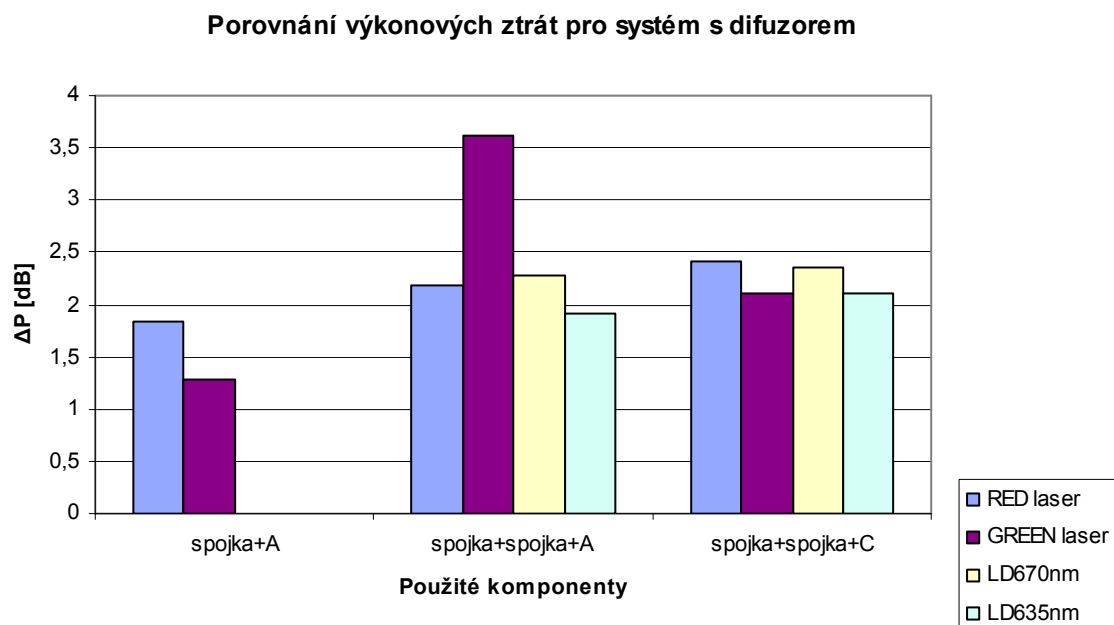
Tvarovací číslo pro typ plankonvexní čočky C se nepodařilo vypočítat. Důvodem je fakt, že přijatý svazek nelze považovat za Top Hat (viz příloha č. 1, P1.41).

Druhá laserová dioda generuje laserový svazek s vlnovou délkou  $\lambda = 635 \text{ nm}$ . Vypočtené kvalitativní parametry pro tuto laserovou diodu jsou uvedeny v následující tabulce:

LD 635 nm			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
spojka+spojka+A	1,91	7,05	0,43
spojka+spojka+C	2,11	9,8	0,75

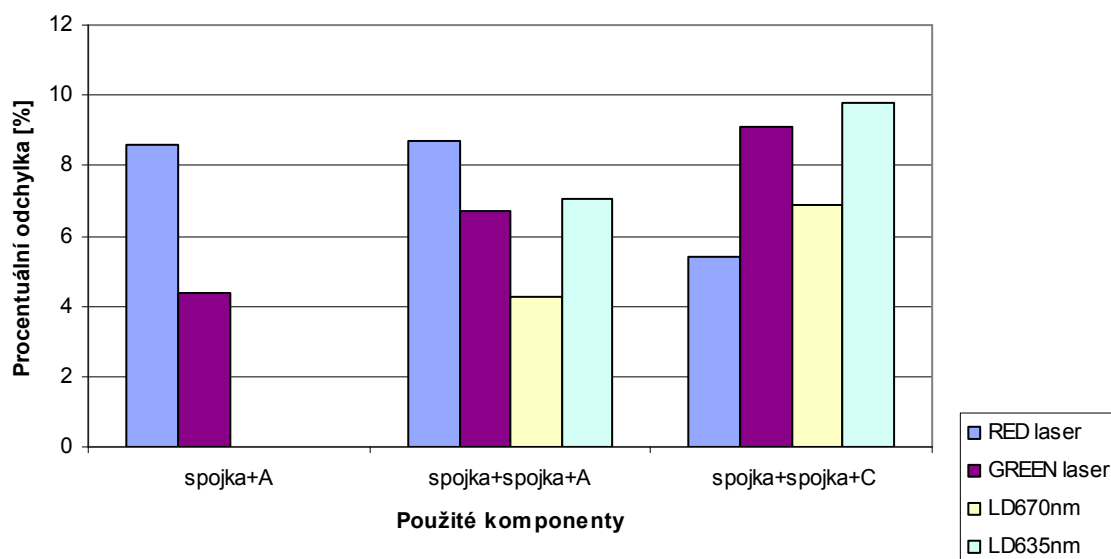
Tab. 5.3.8

Abych mohl srovnat tuto metodu pro jednotlivé zdroje laserového záření, všechny vypočtené kvalitativní parametry jsem převedl do grafů.



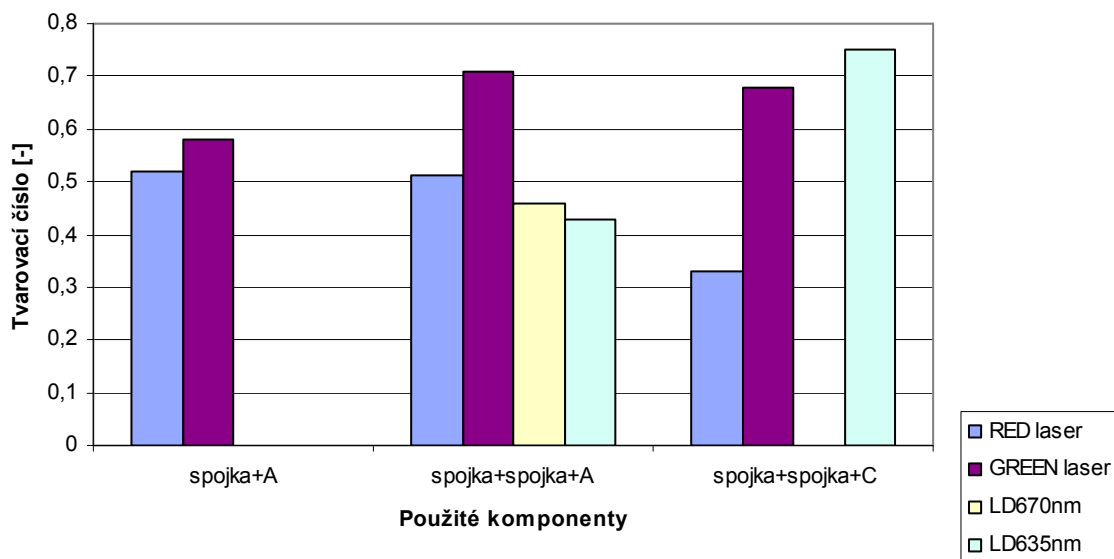
Graf 5.3.4

**Porovnání procentuálních odchylek pro systém s difuzorem**



Graf 5.3.5

**Porovnání tvarovacích čísel pro systém s difuzorem**



Graf 5.3.6

Z vyobrazených grafů je patrné, že červený a zelený laser mají v prvním případě nejmenší výkonovou ztrátu, ovšem procentuální odchylka je zvláště u červeného laseru velmi vysoká. U této metody se podařilo dosáhnout jednoho z nejmenších tvarovacích čísel a zároveň nejmenší procentuální odchylky, a to pro červený laser a použití plankonvexní čočky označené C. Výkonová ztráta je hlavně v posledním případě pro všechny čtyři zdroje nižší než u předchozí metody. Při prozkoumání vykreslených přijatých svazků v příloze č. 1, je patrné, že u této metody dochází k odrazu laserového paprsku na tvarovacích komponentech, což velmi

ovlivňuje výsledný Top Hat svazek. Tento odraz od tvarovacích komponent je odstraněn u měření s červeným laserem a použitím plankonvexní čočky C.

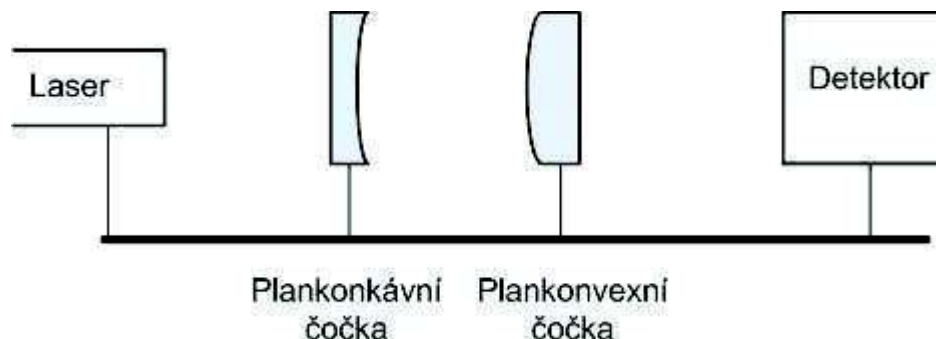
Pro tuto metodu se jeví zelený laser jako nevyužitelný, protože tvarovací číslo pro tento laser dosahuje ve všech případech velkých hodnot v porovnání s nejlepším tvarovacím číslem vypočteném pro červený laser.

U laserových diod lze považovat systém s plankonvexní čočkou B za úspěšný, ovšem ne tak jako u červeného laseru. U laserových diod jsem naměřil u posledního typu čočky (označení C) svazek, který se v žádném případě nepodobal Top Hat svazku.



## Metoda tvarování laserového svazku pomocí dvou asférických čoček

Princip této metody je uveden v kapitole 4.3. Pro tuto metodu nebylo nutné použít nějakou úpravu tvarovacího systému. Zároveň se jedná zřejmě o finančně nejméně náročnou metodu, protože není zapotřebí žádné speciální čočky.



Obr. 5.3.3 Experimentální tvarovací systém s asférickými čočkami

Pro tento systém jsem použil plankonvexní čočku označenou písmenem A a poté jsem experimentoval se dvěma plankonkávními čočkami označenými G a H.

Pro laserový svazek generovaný červeným laserem s vlnovou délkou  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  jsem z naměřeného Top Hat svazku vypočetl tyto kvalitativní parametry:

RED Laser			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
G+A	1,26	7,8	0,35
H+A	1,36	7,1	0,41

Tab. 5.3.9

Pro laserový svazek generovaný zeleným laserem s vlnovou délkou  $\lambda = 543,9 \text{ nm}$  jsem z naměřeného Top Hat svazku vypočetl tyto kvalitativní parametry:

GREEN Laser			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
G+A	1,6	5,15	0,43
H+A	xxxxxx	xxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxx	xxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxx

Tab. 5.3.10

Pro plankonkávní čočku označenou písmenem H jsem nemohl provést měření z důvodů jejího poškození v laboratoři.

Dále jsem jako zdroj laserového svazku použil dvě laserové diody. První dioda generuje laserový svazek, jehož vlnová délka je  $\lambda = 670 \text{ nm}$ . Pro tuto laserovou diodu jsem vypočetl tyto kvalitativní parametry:

LD 670 nm			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
G+A	1,02	4	0,38
H+A	0,96	4,7	0,42

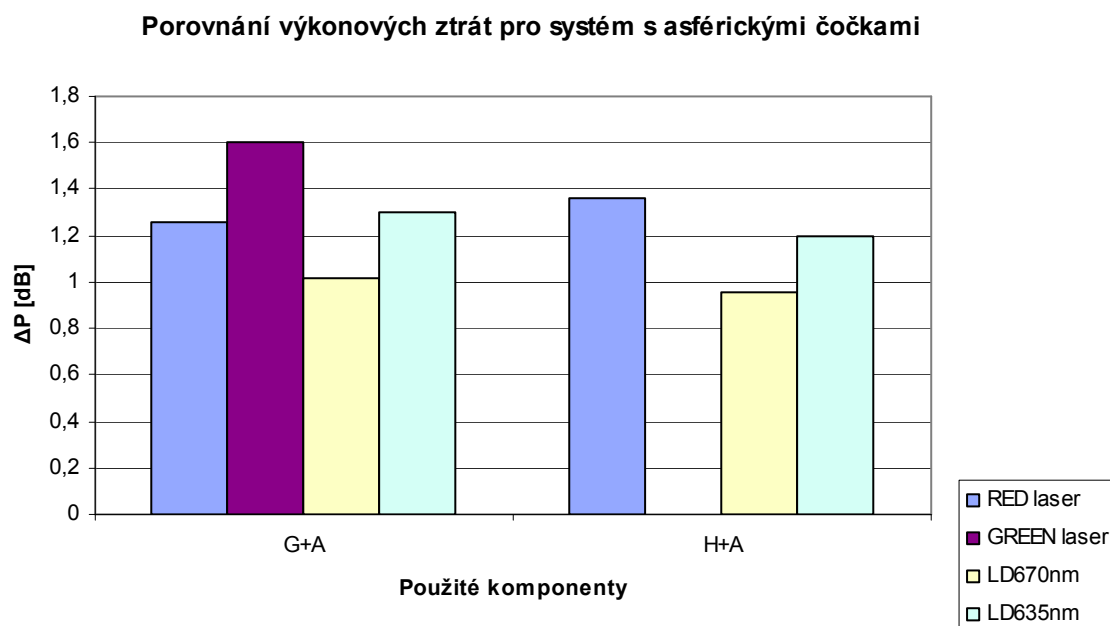
Tab. 5.3.11

Druhá laserová dioda generuje laserový svazek s vlnovou délkou  $\lambda = 635 \text{ nm}$ . Vypočtené kvalitativní parametry pro tuto laserovou diodu jsou uvedeny v následující tabulce:

LD 635 nm			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
G+A	1,3	8,7	0,33
H+A	1,2	7,5	0,36

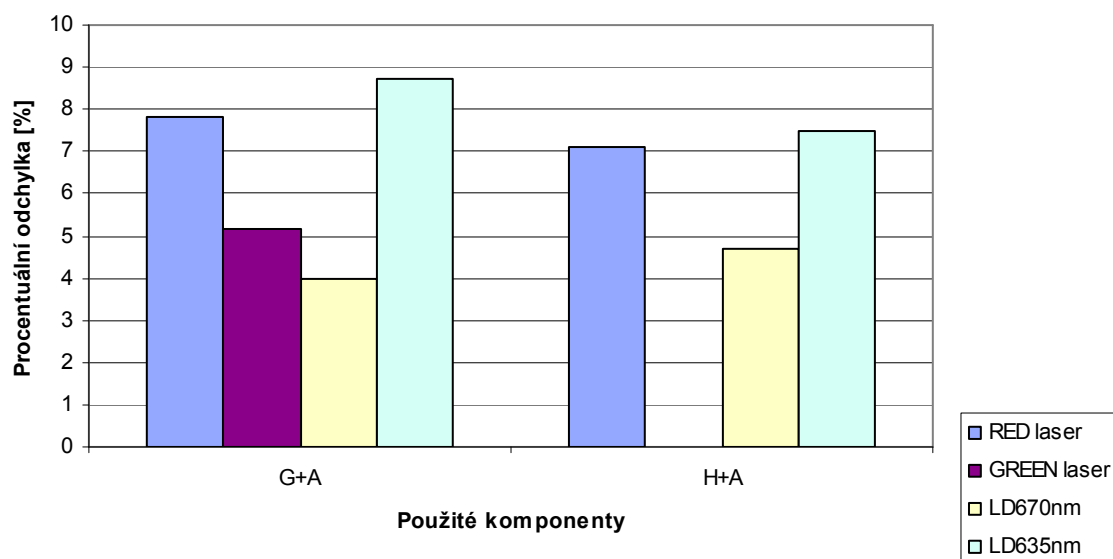
Tab. 5.3.12

Abych mohl srovnat tuto metodu pro jednotlivé zdroje laserového záření, všechny vypočtené kvalitativní parametry jsem převedl do grafů.



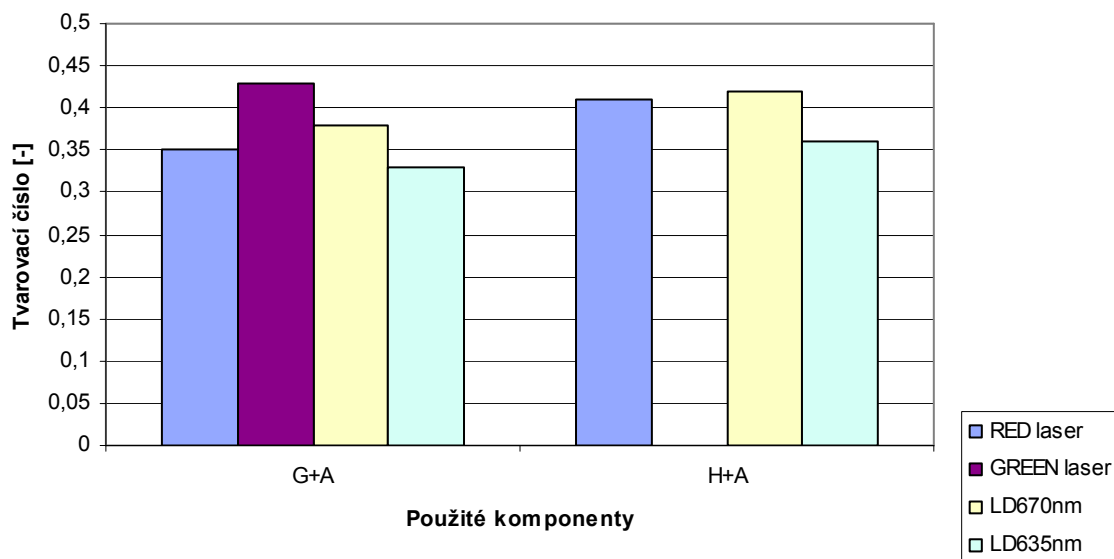
Graf 5.3.7

**Porovnání procentuálních odchylek pro systém s asférickými čočkami**



Graf 5.3.8

**Porovnání tvarovacích čísel pro systém s asférickými čočkami**

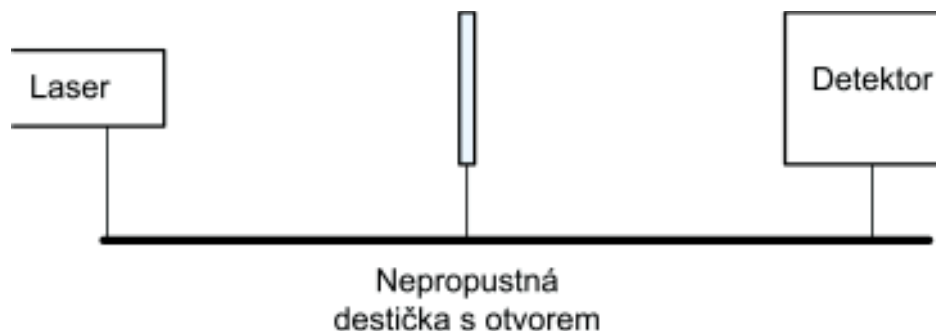


Graf 5.3.9

Tato metoda se dá podle naměřených výsledků považovat za nejlepší tvarovací systém, který jsem ověřoval. Výkonová ztráta je v porovnání s předchozími metodami výrazně nižší a to pro všechny zdroje laserového svazku. Procentuální odchylky se pohybují v rozmezí od 4 % do 8 % a to opět pro všechny zdroje. Tvarovací čísla jsou rovněž velmi nízká a vyrovnaná.

## Metoda tvarování laserového svazku pomocí malého otvoru

Princip této tvarovací metody je popsán v kapitole 4.2. Velmi jednoduchá metoda, ovšem její největší nevýhodou je velká výkonová ztráta. Použit je zde pouze jeden tvarovací prvek a to nepropustná destička s otvorem o průměru 0,9mm.



Obr. 5.3.4 Experimentální tvarovací systém s nepropustnou destičkou a malým otvorem

Pro laserový svazek generovaný červeným laserem s vlnovou délkou  $\lambda = 632,8$  nm jsem z naměřeného Top Hat svazku vypočetl tyto kvalitativní parametry:

RED Laser			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
	3,45	7	0,44

Tab. 5.3.13

Pro laserový svazek generovaný zeleným laserem s vlnovou délkou  $\lambda = 543,9$  nm jsem z naměřeného Top Hat svazku vypočetl tyto kvalitativní parametry:

GREEN Laser			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
	4,77	2,3	0,45

Tab. 5.3.14

Dále jsem jako zdroj laserového svazku použil dvě laserové diody. První dioda generuje laserový svazek, jehož vlnová délka je  $\lambda = 670 \text{ nm}$ . Pro tuto laserovou diodu jsem vypočetl tyto kvalitativní parametry:

LD 670 nm			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
	10,56	6,4	0,48

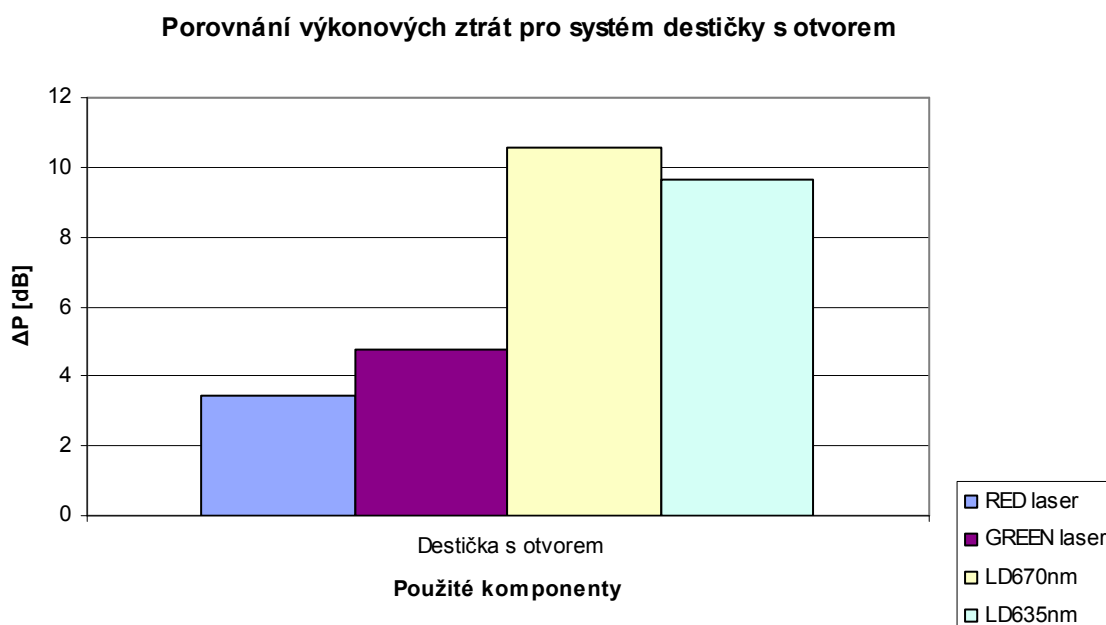
Tab. 5.3.15

Druhá laserová dioda generuje laserový svazek s vlnovou délkou  $\lambda = 635 \text{ nm}$ . Vypočtené kvalitativní parametry pro tuto laserovou diodu jsou uvedeny v následující tabulce:

LD 635 nm			
čočka	$\Delta P[\text{dB}]$	Procentuální odchylka [%]	Tvarovací číslo [-]
	9,62	6,4	0,53

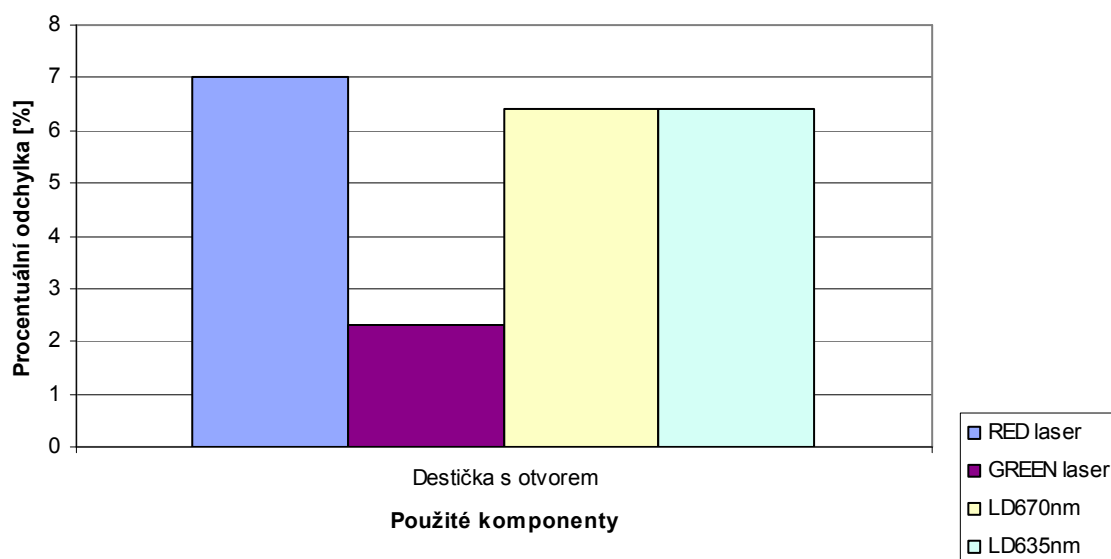
Tab. 5.3.16

Abych mohl srovnat tuto metodu pro jednotlivé zdroje laserového záření, všechny vypočtené kvalitativní parametry jsem převedl do grafů.



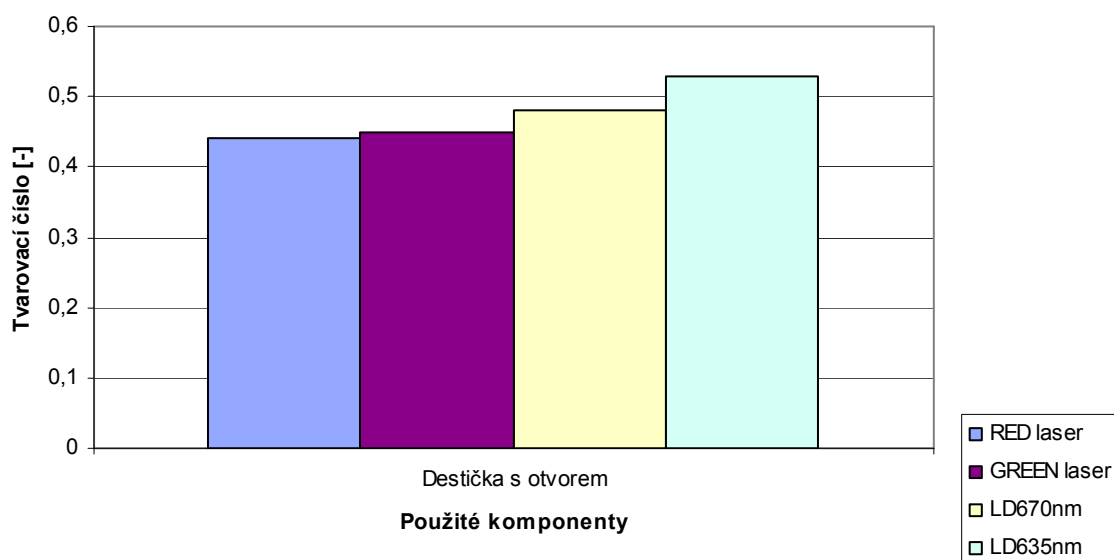
Graf 5.3.10

**Porovnání procentuálních odchylek pro systém destičky s otvorem**



**Graf 5.3.11**

**Porovnání tvarovacích čísel pro systém destičky s otvorem**



**Graf 5.3.12**

Jak bylo již napsáno výše, u tohoto tvarovacího systému je největší nevýhodou velká výkonová ztráta. To je patrné i z grafu 5.3.10. Pro laserové diody je výkonová ztráta mnohem vyšší a to z důvodu širší stopy laserového svazku než u červeného a zeleného laseru. Procentuální odchylka, až na zelený laser, se pohybuje kolem 6,5%, což je ještě přijatelné vzhledem k jiným metodám. Rovněž tvarovací číslo pro jednotlivé Top Hat svazky se přibližuje spíše k lepším výsledkům. Tento tvarovací systém není vhodná volba v případě, že chceme mít co nejmenší výkonovou ztrátu.

Co do parametrů výsledného Top Hat svazku lze hodnotit tento systém jako průměrný vzhledem k jiným zde uvedeným tvarovacím metodám.

### **Tvarovací systém určený pro LED diodu**

LED dioda, jak už bylo napsáno v kapitole č. 2, generuje nekoherentní světelné záření s velkým rozptylem. Jako řešení tohoto problému jsem provedl umístění LED diody do ohniska parabolického zrcadla. Tento reflektor je vyobrazen na obr. 5.3.5.



*Obr. 5.3.5 Reflektor pro LED diodu*

Nevýhodou tohoto reflektoru je ovšem šířka takto usměrněného svazku. LED diodu jsem umístil do ohniska tohoto reflektoru a pokusil jsem se změřit šířku takto získaného svazku bez jakékoliv tvarovací úpravy. Šířka svazku generovaného tímto zařízením činila 40 mm, což přesahuje rozměry čipu detektoru přibližně pětkrát. Pokusil jsem se svazek fokusovat pomocí spojné čočky, ovšem ani tak se mi nepodařilo získat svazek, který by mohl být detekovatelný v celé své šířce. Vzhledem k šířce svazku, která se nedá ovlivnit dostupnými prostředky v optické laboratoři, jsem se rozhodl tento zdroj světelného záření nepoužívat.

## 5.4 Zhodnocení experimentálního měření

V předchozí kapitole jsem uvedl výsledky, kterých jsem dosáhl pomocí různých tvarovacích systému a mnou navrženého výpočetního algoritmu. Kvalitativní parametry, jejichž definici jsem uvedl již dříve, je možno zjistit i jinými způsoby [1,10,11]. Pokusil jsem se zvolit takový způsob, aby všechny získané kvalitativní parametry mohly být porovnatelné mezi sebou, bez ohledu na šířku přijatého Top Hat svazku nebo výkonu vstupního zdroje laserového záření. Kvalitativní parametry jsem shrnul v grafech pro jednotlivé metody tvarování. Z těchto grafů vyplývá, že nejvhodnější metoda tvarování, u které nezáleží na použitém vstupním zdroji laserového záření, je použití systému s asférickými čočkami. Tento systém se z experimentálně ověřených metod jeví také jako nejméně finančně náročný, protože není zapotřebí žádné speciální čočky.

Tvarovací systém, který využívá difraktivního difuzoru, se po vyhodnocení jednotlivých měření jeví jako vhodný systém z hlediska vytvarování kvalitního Top Hat svazku. Z pohledu na výkonovou ztrátu tohoto systému již však takto kvalitní není, v porovnání se systémem asférických čoček. Zároveň je zde velká difference výsledků mezi jednotlivými zdroji laserového záření. Svou roli zde hraje určitě vlnová délka záření a také šířka laserového svazku. Použitou vlnovou délku zdroje laserového záření je nutné sledovat v tom případě, kdy je používán ke tvarování laserového svazku takový tvarovací komponent, jehož tvarovací vlastnosti jsou na vlnové délce závislé. Mezi tyto komponenty patří právě difraktivní difuzor nebo LLA čočka. Použitý difraktivní difuzor má spektrum použití od 380 nm do 1100 nm.

U tohoto systému se jako velmi závažný problém jevil také odraz na jednotlivých tvarovacích komponentech. Tento jev je patrný nejvíce na obrázcích přijatého Top Hat svazku u červeného laseru pro plankonvexní čočku A a plankonvexní čočku A s dodatečnou spojkou (viz příloha č. 1, P1.27, P1.29). U žádných jiných tvarovacích komponentů jsem odraz části laserového záření nepozoroval. Tento jev odrazu pro červený laser se mi podařilo odstranit až použitím plankonvexní čočky C a dodatečné spojky. Z tohoto důvodu také mohlo dojít k znehodnocení vytvarovaných Top Hat svazků pro červený laser.

V případě použití LLA čočky pro vytvarování Top Hat svazku se mi nepodařilo experimentálně získat výsledky, které by mohly být považovány za úspěšné. Na obranu této metody lze říct, že byla použita pouze jedna LLA čočka. V materiálech, které se zabývají tvarováním laserových svazků [10,11] jsou použity dvě LLA čočky hned za sebou. Tato skutečnost může být důvodem, proč výsledky této metody nejsou příliš přesvědčivé.

Jako poslední jsem ověřil metodu, která má minimální náklady na zhotovení tvarovacího systému. Tomu ovšem odpovídají i výsledky. Pokud pominu výkonovou ztrátu u červeného a zeleného laseru lze říct, že výstupní svazek se podobá Top Hat svazku. Ovšem pro laserové diody, které mají větší šířku svazku a eliptický tvar stopy, tato metoda není použitelná z důvodu velmi vysoké výkonové ztráty, protože stopa svazku u laserové diody je širší než u mnou použitých laserů a rovněž není kruhová, ale eliptická. Pro získání kvalitního Top Hat svazku pomocí této metody bude vždy výkonová ztráta velká. Dalším možným negativem této metody je difrakce svazku na otvoru destičky.



Podle mnou naměřených výsledků se jako nejlepší tvarovací systém jeví systém využívající dvou asférických čoček. Vypočtené kvalitativní parametry jsou nejlepší ze všech vypočtených parametrů a výsledný svazek je nejvíce podobný ideálnímu Top Hat svazku. Pro tento tvarovací systém jsem nepozoroval žádné odrazy na tvarovacích komponentech. Rovněž výkonová ztráta celého systému je nižší než u ostatních porovnávaných metod. Tento systém je také, vzhledem k použitým komponentům jeden z nejméně finančně náročných.

Všechny vyzkoušené tvarovací systémy jsou ověřeny pouze experimentálně a dosažené výsledky lze jistě zlepšit. Jedním z návrhů na zlepšení výsledků je umístění tvarovacího systému do konstrukce, která eliminuje interferenci s okolním světelným zářením a zároveň fixuje tvarovací komponenty. Použitím komponentů s antireflexní povrchovou úpravou je možné zlepšit výsledné parametry výstupního Top Hat svazku.

## 6. Závěr

Cílem této diplomové práce bylo navrhnout tvarovací systém pro laserový svazek. Pro určité technologické procesy není gaussovské rozložení intenzity optického záření laserového svazku vždy ideální. Pro úpravu na typ svazku s jiným rozložením intenzity optického záření jsou používány tvarovací systémy. Obdélníkový profil intenzity optického záření se používá v mnoha odvětvích lidské činnosti jako je medicína, průmyslové obrábění materiálů, přenos dat nebo využití v armádních aplikacích. Výsledkem této práce by mělo být přiblížení tvarovacích systémů pro úpravu intenzitního profilu laserového svazku. Samotnou diplomovou práci lze rozčlenit do tří částí.

V první části diplomové práce jsem uvedl tvary optických svazků a popsal jejich základní vlastnosti. Jako nejvhodnější svazek pro tvarování jsem použil optický svazek z množiny Hermiteovských-Gaussovských svazků. Tento optický svazek se nazývá Gaussovský. Profil intenzity optického záření výstupního, vytvarovaného svazku podle zadání by měl mít tvar Top Hat svazku. Popis rozdílů mezi Gaussovským a Top Hat svazkem jsem provedl v druhé kapitole nazvané Tvarování optického svazku. V této kapitole jsem rovněž uvedl všeobecný princip tvarování optických svazků a posléze i konkrétní princip pro redistribuci intenzity rozložení Gaussovského svazku na rozložení Top Hat.

V druhé části této diplomové práce jsem popsal základní blokové schéma použité pro tvarovací systém. Pro generování světelného svazku jsem uvažoval nejprve tři typy zdrojů. Prvním zdrojem je laser, druhý uvažovaný zdroj je laserová dioda a posledním zdrojem je LED dioda. Rozdíly mezi způsobem generování světelného záření jsem uvedl v kapitole 3.1. Z důvodů zmíněných v kapitole 5.3 jsem nakonec optický svazek generovaný LED diodou nepoužil. Centrálním prvkem tvarovacího systému je tvarovací optika, která se vkládá do cesty Gaussovského svazku a na výstupu z této optiky je možné pozorovat Top Hat svazek. Tato tvarovací optika se může skládat z mnoha tvarovacích komponentů, jejichž výčet a základní principy jsou uvedeny v kapitole 3.2. V následné kapitole č. 4 jsou uvedeny metody tvarování laserového svazku, které využívají různých tvarovacích komponentů. Jsou zde uvedeny jejich vlastnosti a principiální znázornění funkce jednotlivých metod.

Třetí část mé diplomové práce se zabývá návrhem zpracovávacího algoritmu pro porovnání jednotlivých metod a nalezení kvalitativních parametrů, které lze použít k objektivnímu porovnání výsledných Top Hat svazků. Výpočetní algoritmus je naprogramován ve vývojovém prostředí Matlab a využívá upravených externích dat k výpočtu kvalitativních parametrů, které jsem zvolil jako nejvhodnější k popisu tvaru svazku, vystupujícího z tvarovacího systému. Tyto parametry se snaží objektivně svazek ohodnotit a na jejich základě lze vyjádřit míru kvality vytvarovaného Top Hat svazku. V této části jsou rovněž uvedeny výsledky jednotlivých měření, avšak úplný výčet všech vypočtených hodnot včetně vykreslení získaných Top Hat svazků je uveden v příloze č. 1. V závěrečné části kapitoly č. 5 jsou pak vyhodnoceny jednotlivé tvarovací metody a nastíněny možnosti jak lze schopnosti tvarovacího systému zlepšit.

Cílem diplomové práce bylo experimentálně ověřit poznatky napsané v úvodu práce a zjistit vhodnost použití jednotlivých metod. Rovněž jsem vytvořil výpočetní algoritmus, který porovnává přijaté optické svazky a z nich vypočítá kvalitativní parametry, kterými lze přijatý vytvarovaný svazek popsat. Všechny naměřené a vypočtené hodnoty jsou uvedeny v následujících přílohách. Jsou zde uvedeny i obrázky přijatých svazků a vykreslení přijatých svazků pomocí programu NEWPORT.

## Seznam použité literatury:

- [1] SALEH, Bahaa E.A; TEICH, Malvin Carl. *Základy fotoniky – svazek 1*. Matfyzpress Praha, 1994. ISBN 80-85863-01-4.
- [2] DICKEY, Fred M.; HOLSWADE, Scott C. *Laser beam shaping: Theory and techniques*. CRC Press, 2000. ISBN 978-0824703981.
- [3] TKOTZ, Klaus a kol. *Příručka pro elektrotechnika*. Europa-Sobotáles Praha, 2002. ISBN 80-86706-13-3.
- [4] MILONNI, P. W.; EBERLZ, H. *Lasers*. Wiley-Interscience, 1988. ISBN 978-0471627319.
- [5] MIŠEK, Ján. *Polovodičové zdroje optického záření*. SNTL Praha, 1988. ISBN 80-9000444-2-5
- [6] WILFERT, Otakar. *Fotonika a optické komunikace*. Skriptum FEKT. CERM Brno, 2007. ISBN 978-80-214-3537-7
- [7] DORDOVÁ, Lucie. *Metoda stanovení charakteristik atmosférického prostředí v optické oblasti spektra*. Disertační práce. Brno, 2009.
- [8] HORÁČEK, Lukáš. *Využití nekonvenčních paprskových technologií (Laser/vodní paprsek) ve strojírenství*. Diplomová práce. Brno 2008.
- [9] HENDERSON, Brian G.; MANSELL, Justin D. *Laser beam shaping with membrane deformable mirrors*. Active Optical Systems, LLC, 2021 Girard Ste 150, Albuquerque, NM 87106.  
Dostupný z WWW:  
<[http://www.activeopticalsystems.com/docs/Henderson\\_Laser%20Beam%20Shaping%20with%20Membrane%20Deformable%20Mirrors.pdf](http://www.activeopticalsystems.com/docs/Henderson_Laser%20Beam%20Shaping%20with%20Membrane%20Deformable%20Mirrors.pdf)>  
k 1.5.2011
- [10] DICKEY, Fred M.; WEICHMAN, Luis S.; SHAGAM, Richard N. *Laser beam shaping techniques*. Sandia National Laboratories, MS 0328, Albuquerque, NM 87185-0328.  
Dostupný z WWW:  
<<http://www.osti.gov/bridge/servlets/purl/752659-XCTOTP/webviewable/752659.pdf>> k 1.5.2011

- [11] SHEALY, David L.; CHAO, Shao H. *Design of GRIN laser beam shaping system*. University of Alabama at Birmingham, Department of Physics, 1530 3rd Ave. S, CH310, Birmingham, AL 35294-1170, USA; Hualien Teacher College, Room 202, Sciences Building, 123 Hua-hsi, Hua Lien, Taiwan 970.  
Dostupný z WWW:  
< <http://citeseerx.ist.psu.edu> > k 1.11.2010
- [12] KAJNAR, Pavel. *Gradientní optické prvky. Ústav přístrojové a řídicí techniky ČVUT v Praze, odbor přesné mechaniky a optiky Technická 4, 166 07 Praha 6*  
Dostupný z WWW:  
<[http://www.fsid.cvut.cz/cz/U12110/vyzkum/Zeliv08/cd/PMO/Zeliv\\_PMO\\_03.pdf](http://www.fsid.cvut.cz/cz/U12110/vyzkum/Zeliv08/cd/PMO/Zeliv_PMO_03.pdf)> k 1.11.2010
- [13] Katalog výrobků firmy NEWPORT pro rok 2010  
< [www.newport.com](http://www.newport.com) > k 1.5.2011
- [14] < [www.semic.cz/aktiva/A13\\_24.pdf](http://www.semic.cz/aktiva/A13_24.pdf) > k 1.5.2011
- [15] < [www.princetonoptronics.com](http://www.princetonoptronics.com) > k 1.5.2011
- [16] < [www.plslaser.cz/pdf/lasery.pdf](http://www.plslaser.cz/pdf/lasery.pdf) > k 1.5.2011

## Seznam symbolů a zkratek

$A(\mathbf{r})$  – komplexní obálka

$A$  – Intenzita vlnění

$A$  – optická intenzita záření Top Hat svazku

$\beta$  – parametr kvalitativního ohodnocení

$E$  – energie elektromagnetického záření

$f$  – ohnisková vzdálenost

$D$  – vnější průměr čočky

$d$  – tloušťka čočky

$\xi$  – konstanta posunutí v ose  $z$

$\Phi$  – fáze gaussovského svazku

$G(u)$  – Hermiteova-Gaussova funkce

$H(u)$  – Hermiteovy polynomy

$h$  – Planckova konstanta

$h$  – výška vrchlíku

$I$  – optická intenzita záření

$I_p$  – prahový proud

$J_m$  – Besselova funkce

$k$  – vlnové číslo

$\lambda$  – vlnová délka

$n$  – index lomu

$\theta$  – úhel dopadu, úhel odrazu

$P$  – výkon

$\nabla_T$  – příčná část Laplaceova operátoru

$r_0$  – pološířka vstupního svazku

$\rho$  – poloměr svazku

$R(z)$  – poloměr křivosti svazku

$R$  – maximální šířka Top Hat svazku

$S$  – šířka Top Hat svazku

$U(\mathbf{r})$  – komplexní amplituda

$\Psi(x,y)$  – fázová funkce

$W(z)$  – pološířka svazku v osové vzdálenosti  $z$  od středu svazku

$\zeta(z)$  – fázové zpoždění

$y$  – osa

$y_0$  – pološířka výstupního svazku

$z$  – osa, vzdálenost v ose  $z$

## Seznam použité literatury:

- [1] SALEH, Bahaa E.A; TEICH, Malvin Carl. *Základy fotoniky – svazek 1*. Matfyzpress Praha, 1994. ISBN 80-85863-01-4.
- [2] DICKY, Fred M.; HOLSWADE, Scott C. *Laser beam shaping: Theory and techniques*. CRC Press, 2000. ISBN 978-0824703981.
- [3] TKOTZ, Klaus a kol. *Příručka pro elektrotechnika*. Europa-Sobotáles Praha, 2002. ISBN 80-86706-13-3.
- [4] MILONNI, P. W.; EBERLZ, H. *Lasers*. Wiley-Interscience, 1988. ISBN 978-0471627319.
- [5] MIŠEK, Ján. *Polovodičové zdroje optického záření*. SNTL Praha, 1988. ISBN 80-9000444-2-5
- [6] WILFERT, Otakar. *Fotonika a optické komunikace*. Skriptum FEKT. CERM Brno, 2007. ISBN 978-80-214-3537-7
- [7] DORDOVÁ, Lucie. *Metoda stanovení charakteristik atmosférického prostředí v optické oblasti spektra*. Disertační práce. Brno, 2009.
- [8] HORÁČEK, Lukáš. *Využití nekonvenčních paprskových technologií (Laser/vodní paprsek) ve strojírenství*. Diplomová práce. Brno 2008.
- [9] HENDERSON, Brian G.; MANSELL, Justin D. *Laser beam shaping with membrane deformable mirrors*. Active Optical Systems, LLC, 2021 Girard Ste 150, Albuquerque, NM 87106.  
Dostupný z WWW:  
<[http://www.activeopticalsystems.com/docs/Henderson\\_Laser%20Beam%20Shaping%20with%20Membrane%20Deformable%20Mirrors.pdf](http://www.activeopticalsystems.com/docs/Henderson_Laser%20Beam%20Shaping%20with%20Membrane%20Deformable%20Mirrors.pdf)>  
k 1.5.2011
- [10] DICKY, Fred M.; WEICHMAN, Luis S.; SHAGAM, Richard N. *Laser beam shaping techniques*. Sandia National Laboratories, MS 0328, Albuquerque, NM 87185-0328.  
Dostupný z WWW:  
<<http://www.osti.gov/bridge/servlets/purl/752659-XCTOTP/webviewable/752659.pdf>> k 1.5.2011



- [11] SHEALY, David L.; CHAO, Shao H. *Design of GRIN laser beam shaping system*. University of Alabama at Birmingham, Department of Physics, 1530 3rd Ave. S, CH310, Birmingham, AL 35294-1170, USA; Hualien Teacher College, Room 202, Sciences Building, 123 Hua-hsi, Hua Lien, Taiwan 970.  
Dostupný z WWW:  
< <http://citeseerx.ist.psu.edu> > k 1.11.2010
- [12] KAJNAR, Pavel. *Gradientní optické prvky. Ústav přístrojové a řídicí techniky ČVUT v Praze, odbor přesné mechaniky a optiky Technická 4, 166 07 Praha 6*  
Dostupný z WWW:  
<[http://www.fsid.cvut.cz/cz/U12110/vyzkum/Zeliv08/cd/PMO/Zeliv\\_PMO\\_03.pdf](http://www.fsid.cvut.cz/cz/U12110/vyzkum/Zeliv08/cd/PMO/Zeliv_PMO_03.pdf)> k 1.11.2010
- [13] Katalog výrobků firmy NEWPORT pro rok 2010  
< [www.newport.com](http://www.newport.com) > k 1.5.2011
- [14] < [www.semic.cz/aktiva/A13\\_24.pdf](http://www.semic.cz/aktiva/A13_24.pdf) > k 1.5.2011
- [15] < [www.princetonoptronics.com](http://www.princetonoptronics.com) > k 1.5.2011
- [16] < [www.plslaser.cz/pdf/lasery.pdf](http://www.plslaser.cz/pdf/lasery.pdf) > k 1.5.2011